MAR 23 1923

Physikalische Zeitschrift

Begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen zum Preise von vierteljährlich 3000 Mark, bei unmittelbarer Zustellung unter Kreuzband 3600 Mark, im Ausland Schweiz Frcs. 9.– Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit 100.– Mark, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein.

Alle Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den

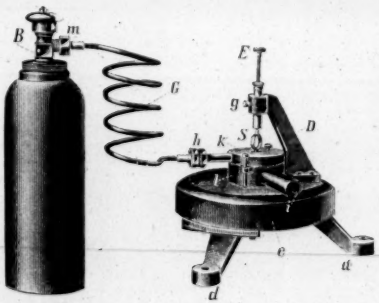
Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 2. 15. Januar 1923 No. 630 **24. Jahrgang.**

Phys.-mech. Institut von

Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Rotierender Spiegel.

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage von S. Hirzel in Leipzig, betreffend: Barkhausen, Elektronenröhren.

Inhaltsverzeichnis:

Seite

Elektronenemission: Sekundäre —, in Glühkathodenröhren, v. A. Goetz 35

Glühkathodenröhren: Sekundäre Elektronenemission in —, v. A. Goetz 35

Goetz, A., Sekundäre Elektronenemission in Glühkathodenröhren 35

Küstner, H. u. H. Remy, Die Struktur des Siliziums 25

Remy, H. u. H. Küstner, Die Struktur des Siliziums 25

Röntgenstrahlen: Einfluß der Entwicklungsweise und Wirkung des Verstärkungsschirmes auf die photographische Platte bei —, v. E. Schlechter . . . 29

Schlechter, E., Einfluß der Entwicklungsweise und Wirkung des Verstärkungsschirmes auf die photographische Platte bei Röntgenstrahlen 29

Silizium: Die Struktur des —, v. H. Küstner u. H. Remy 25

Verstärkungsschirm: Einfluß der Entwicklungsweise und Wirkung des — auf die photographische Platte bei Röntgenstrahlen, v. E. Schlechter 29

Ich suche zu kaufen:

Physikalische Zeitschrift

alle Jahrgänge, auch einzelne Nummern.

Leipzig, Kurprinzstr. 6. **Bernh. Liebisch** Antiquariat.

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1922

sind durch alle Buchhandlungen und auch direkt vom Verlag **S. Hirzel** in **Leipzig,** Königstraße 2 erhältlich.

Preis 1200 Mark.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1923. Redaktionsschluß für No. 4 am 1. Februar 1923. 24. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Küstner u. H. Remy, Die Struktur des Siliziums. S. 25.

E. Schlechter, Einfluß der Entwicklungsweise und Wirkung des Verstärkungsschirmes auf die photographische Platte bei Röntgenstrahlen. S. 29.

A. Goetz, Sekundäre Elektronenemission in Glühkathodenröhren. S. 35.

Personalien. S. 48.

Angebote. S. 48.

Gesuche. S. 48.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Struktur des Siliziums.

Von Hans Küstner und H. Remy.

Silizium ist wiederholt untersucht worden, zuerst von Debye und Scherrer[1]), in letzter Zeit von Gerlach[2]). Gerlach benutzte nach persönlicher Mitteilung an den einen von uns

1. kristallisiertes Silizium;
2. sogenanntes graphitisches Silizium;
3. Kahlbaumsches sogenanntes „amorphes" Silizium.

Er fand, daß diese alle übereinstimmend die bekannte Diamantgitter-Struktur besitzen. Nun unterscheidet sich zwar das Kahlbaumsche Silizium durch seine braune Farbe erheblich von den beiden anderen Arten, nicht sehr erheblich jedoch in seinen chemischen Reaktionen. Außerdem ist dasselbe, wie die analytische Untersuchung ergab, ziemlich stark durch SiO_2 verunreinigt. Demgegenüber sind andere Arten des Siliziums bekannt, die zwar in der Literatur ebenfalls als „amorphe Modifikationen" bezeichnet werden, aber durch chemische Reaktionsfähigkeit, z. B. Auflösungsgeschwindigkeit in Kalilauge, das Kahlbaumsche Produkt erheblich übertreffen. Am bekanntesten von diesen und am leichtesten herstellbar ist eine blaugraue Art des Siliziums, die beim Abschrecken einer eutektischen Legierung von Silizium und Aluminium oder auch durch Abschrecken von anderen Legierungen des Siliziums, z. B. der Legierung mit Silber oder Kupfer, entsteht[3]), sowie ein durch Abrauchen dieser Produkte mit Flußsäure darstellbares graubraunes Silizium.

Da bei der hervorragenden chemischen Reaktionsfähigkeit der letztgenannten Produkte mit der Möglichkeit zu rechnen war, daß diese besondere, von dem gewöhnlichen kristallinen Silizium in der Struktur abweichende Modifikationen darstellen, so erschien eine Untersuchung des Kristallgitters mit Hilfe der Röntgenstrahlen auch bei diesen Produkten notwendig. Auch hat Vegard[1]) gezeigt, daß die Kristallstruktur im Debye-Scherrer-Diagramm durch Mischkristallbildung infolge Berührung fester Phasen je nach dem Mischungsverhältnis modifiziert erscheint. Es wäre daher nicht von der Hand zu weisen, daß bei einem mit SiO_2 stark verunreinigten Präparat ähnliche Verhältnisse eine Rolle spielen könnten. Ein solches, stark durch SiO_2 verunreinigtes Präparat stand uns in einem Siliziumpulver zur Verfügung, das nach der Methode von Gattermann und Winkler hergestellt worden war. Nach dieser Methode erhält man ein braunes Produkt, das eine gleichfalls sehr bekannte Art des Siliziums ist. Dasselbe pflegt in der chemischen Literatur als „amorphes" Silizium bezeichnet zu werden und ist als besonders aktive Form vielfach für präparative Zwecke verwandt worden.

Die nachstehende Tab. I gibt einen Überblick über die zur Untersuchung mit Röntgenstrahlen verwandten Präparate. Ihre Darstellungsart bzw. Herkunft ist in Spalte 3 angegeben. Wie die in Spalte 4 dargestellten Ergebnisse der chemischen Untersuchung zeigen, war die Reinheit der Präparate, d. h. ihr Gehalt an elementarem Silizium, im Verhältnis zum chemisch gebundenen, von recht verschiedener Größe. Das am wenigsten reaktionsfähige, sogenannte „graphitische" Silizium enthielt nur 2,7 Proz. SiO_2, während das nach Gattermann und Winkler hergestellte „amorphe Silizium" durch 72 Proz. SiO_2 verunreinigt war. Der teilweise nicht unerhebliche Siliziumdioxydgehalt der reaktionsfähigen Formen hatte zum Teil folgende Ursache. Zum Zwecke einer eingehenden Untersuchung der

1) Debye u. Scherrer, diese Zeitschr. **17**, 277, 1916.
2) Gerlach, diese Zeitschr. **22**, 557, 1921; **23**, 114, 1922; Phys. Ber. 1922, S. 666.
3) Manchot, Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chem. **120**, 277, 1922; **122**, 22, 1922.

1) Vegard, Zeitschr. f. Phys. **5**, 393, 1921.

Tabelle I.

Nummer des Präparats	Art	Darstellung bzw. Herkunft	Zusammensetzung	Art der Teilchen	Teilchengröße mikroskopisch bestimmt	Fallgeschwindigkeit in Alkohol cm/sek	Kleinste Teilchen aus Fallgeschwind. in Alkohol	Struktur	Art der Aufnahme des Präparats
2	sog. „graphitförmiges *Si*", blättchenartig	durch Reduktion von *K-Si*-Fluorid mit Aluminium nach Goldschmidtschem Verfahren	97,3 Proz. *Si* 2,7 „ SiO_2	klumpenförmig	0,7 bis 40 μ nach Zerkleinerung im Mörser	—	—	wie Silizium	bewegt
6	braunes *Si*	von Kahlbaum bezogen	70 Proz. *Si* 30 „ SiO_2	wie Nr. 2, nur durchsichtige.	1,1 bis 60 μ	$2 \cdot 10^{-4}$	2 μ	wie Silizium	bewegt
4	sog. „graublaue Modifikation"	nach Benthaus hergestellt	89 Proz. *Si* 11 „ SiO_2	längliche Splitter	0,7 bis 47 μ	0,7 bis 0,9 $\cdot 10^{-4}$	1,1 bis 1,2 μ	wie Silizium	ruhend
8	graubraunes *Si*	durch Abrauchen mit Flußsäure erhalten	79 Proz. *Si* 21 „ SiO_2	längliche Splitter, feiner als bei Nr. 4, stärker verästelt	0,7 bis 33 μ	$0{,}67 \cdot 10^{-4}$	1,0 μ	wie Silizium	ruhend
7	sog. „amorphes" *Si* braun	nach Gattermann-Winkler hergestellt	28 Proz. *Si* 72 „ SiO_2	dunkle Klumpen, umgeben von durchsichtigen Rändern	1 bis 40 μ	—	—	anders als Silizium	bewegt
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

chemischen Reaktionsfähigkeit, die der eine von uns ausführte[1]), wurden Produkte einheitlicher Teilchengröße benötigt. Hierzu mußten die Präparate durch Schlämmen mit Wasser in einzelne Fraktionen zerlegt werden, wobei langsam eine Reaktion zwischen dem Silizium und dem Wasser erfolgt, die zur Bildung von Kieselsäure führt, und zwar umso leichter, je reaktionsfähiger die Produkte sind.

In Spalte 5 und 6 sind die Ergebnisse der mikroskopischen Untersuchungen mitgeteilt. Die angegebenen Teilchengrößen beziehen sich bei den Klumpen auf den mittleren Durchmesser, bei den Splittern auf die Länge. Die Länge der Splitter variierte, wie ersichtlich, auch bei den geschlämmten Produkten noch in ziemlich erheblichen Grenzen. Da die Länge der Splitter beträchtlich ist gegen ihren Durchmesser, so ist auch bei gleicher, in Spalte 6 für die Splitter und Klumpen angegebener Teilchengröße die Masse der Klumpen weitaus größer als die der Splitter. Einen unmittelbaren Vergleich der für die chemische Reaktionsgeschwindigkeit maßgebenden Oberflächen gestattet noch besser die Vergleichung der Fallgeschwindigkeiten in Alkohol. Diese beziehen sich jeweils auf die am langsamsten fallenden Teilchen, da nur die obere Grenze des fallenden Pulvers für eine Ablesung hinreichend scharf war. Bei den Produkten, bei denen nichts angegeben ist, war die Fallgeschwindigkeit zu groß, um eine Ablesung zuzulassen. In Spalte 8 sind die nach der Stokesschen Formel für die Teilchen berechneten Durchmesser verzeichnet. Obgleich diese Formel Kugelgestalt der Teilchen voraussetzt, stimmen doch die Durchmesser verhältnismäßig gut mit den für die kleinsten Teilchen durch Ausmessung im Mikroskop ermittelten Werten überein, bei denen allerdings auch der Unterschied von Länge und Durchmesser gering ist. Spalte 9 zeigt die röntgenometrisch bestimmte Strukturform.

Spalte 10 liefert Hinweise auf die Teilchengröße aus der Untersuchung im Röntgenlicht. Solange die Teilchen groß sind, erhält man ein Photogramm diskreter Punkte. Diese rühren von Reflexionen einzelner, großer Kristalle her. Dieses Punktdiagramm läßt sich dadurch in ein solches scharfer, kontinuierlicher Linien verwandeln, daß man das Präparat während der Aufnahme bewegt. Dann gelangen nicht allein

1) Hierüber wird demnächst an anderer Stelle berichtet werden. (Remy.)

Tabelle II.

Präparat 2 Graphitförmiges *Si*	Präparat 6 Braunes *Si*	Präparat 4 Graublaue Modifikation	Präparat 8 Graubraunes *Si*
20,15	**20,00**	—	**19,63**
30,00	20,80	29,25	28,87
33,30	**33,30**	32,55	32,33
35,15	35,20	*ss* 34,10	*s* 34,13
39,60	**39,55**	**38,55**	**38,43**
48,65	*d* 48,50	47,45	47,27
53,60	53,45	*m* 52,35	*m* 52,13
ss 58,55	58,25	*ss* 57,75	*ss* 58,07
61,80	**61,65**	**60,50**	**60,27**
66,50	66,25	*m* 65,20	*m* 65,00
68,50	68,75	*ss* 67,50	*ss* 67,47
74,30	74,10	*m* 73,00	*m* 72,80
79,30	**79,05**	**78,05**	**77,80**
88,00	**88,00**	**87,10**	86,87
ss 91,20	91,30	90,50	*ss* 90,17
s 94,50	94,50	93,45	93,50
Bewegt 60 K.-V. 400 M.-A.-Min.	Bewegt 60 K.-V. 500 M.-A.-Min.	Ruhend 60 K.-V. 500 M.-A.-Min.	Ruhend 60 K.-V. 500 M.-A.-Min.

* dick gedruckt: sehr stark. *m* mittel. *s* schwach. *ss* sehr schwach. *d* diffus.

einige wenige bevorzugte, zufällig gerade unter dem Glanzwinkel orientierte Kristalle zur Abbildung, sondern es erfolgt eine Mittelung über alle. Wo das Präparat bewegt werden mußte, waren die Teilchen also groß. Demgegenüber liefern sehr kleine Teilchen auch bei ruhendem Präparat kontinuierliche Linien: die Einzelpunkte sind hier so zahlreich und dicht, daß sie auf dem Film nicht getrennt erscheinen. Wo also die Aufnahme bei ruhendem Präparat erfolgen konnte, waren die Teilchen klein. Man sieht, daß die aus der Röntgenaufnahme folgende Teilchengröße der auf anderem Wege bestimmten durchaus parallel geht.

Näheres über Methode und Einzelbestimmungen im Röntgenlicht folgt unten.

Zweifellos geht aus diesen Messungen hervor, daß, soweit das elementare Silizium in den Produkten vorherrscht, dessen Struktur einheitlich die bekannte, schon von Debye und Scherrer gefundene Diamantstruktur ist[1]). Auch unter den chemisch reaktionsfähigsten Produkten liegt also ein wirklich amorphes Silizium nicht vor. Die größere Reaktionsfähigkeit ist lediglich auf die im Verhältnis zur Masse größere Oberfläche zurückzuführen. Für manche Reaktionen mag zudem das durch die Untermischung mit SiO_2 bedingte lockere, schwammartige Gefüge eine Rolle spielen. Erwähnt mag werden, daß die besonders große Reaktionsfähigkeit des durch Abrauchen des graublauen Siliziums mit Flußsäure erhaltenen graubraunen Produktes speziell gegenüber leicht Sauerstoff abgebenden Mitteln (z. B. rauchender Salpetersäure, mit der es unter Feuererscheinung reagiert) außer auf die besonders kleine Teilchengröße, auch zum Teil auf den Wasserstoff zurückzuführen sein mag, der, wie Manchot wahrscheinlich gemacht hat, an der Oberfläche adsorbiert ist.

Die Aufnahmen erfolgten mit Hilfe einer Kamera für scharfe Spektrallinien bei kurzer Expositionszeit nach der Debye-Scherrer-Methode, die der eine von uns[1]) in dieser Zeitschrift beschrieben hat. Das Pulver war auf einen Seidenfaden geklebt. Die Antikathode bestand aus Kupfer.

Jeder Film wurde stets zweimal unabängig voneinander ausgemessen. Die Abweichungen beider Meßreihen betrugen höchstens 1 Proz. des Linienabstandes, und auch das nur bei den innersten, einander am nächsten gelegenen korrespondierenden Linien. Ein Beispiel hierfür bildet die Auswertung der Aufnahme des Präparates 2, die in Tabelle IV wiedergegeben ist. Die so für die verschiedenen Präparate gefundenen Mittelwerte sind in Tabelle II und III zusammengestellt. Daselbst finden sich auch Angaben über die Belichtung.

Präparat 2 und 6 wurde auf bewegtem

1) Anm. bei der Korrektur: Inzwischen hat Manchot mitgeteilt, daß auch die von ihm hergestellten beiden hochreaktionsfähigen Formen des Siliziums nach Untersuchung durch Debye und Frauenfelder Diamantstruktur besitzen (Zeitschr. für anorg. u. allg. Chem. **124**, 333, 1922).

1) H. Küstner, diese Zeitschr. **23**, 257, 1922.

Seidenfaden aufgenommen, Präparat 4 und 8 auf ruhendem. Wie sich nachträglich herausstellte, war die Justierung des ruhenden Seidenfadens nicht genau gewörden. Trotzdem wurde von einer Wiederholung der Aufnahmen abgesehen, da sich die Identität aller Linien auf bewegtem und ruhendem Faden bei den Präparaten 2, 6, 4 und 8 einwandfrei nachweisen ließ. Wie aus Tabelle I hervorgeht, ist das unreinste Präparat von diesen das Präparat 6 mit 30 Proz. SiO_2.

Tabelle III.

Präparat 7 „amorphes Si"	Präparat 1 natürl. Quarz
*	14,90
*	17,35
18,85	**19,05**
*	25,85
28,20?	28,00
—	30,10
32,00?	32,15
35,15	**35,55**
d 37—39	38,80
42,20	**42,35**
47,80	**47,95**
ss 51,65	ss 51,35
s 53,00	ss 52,05
56—56,9	d 57,05
58,50	58,25
61,20	—
63,50	63,50
66,15?	d 66,90
69,00	69,05
71,15	71,25
72,75	—
74,25	74,20
79,50	**79,60**
81,90	81,75
—	83,20
85,00	85,20
87,95	—
94,35	**95,10**
Bewegt 60 K.V. 500 M.-A.-Min.	Bewegt 60 K.V. 360 M.A.-Min.

* Auf dem diffus geschwärzten Hintergrunde nicht zu erkennen. (Vgl. die längere Exposition von Präparat 7 gegenüber Präparat 1.)

Im Gegensatz zu diesen Aufnahmen steht die des sogenannten „amorphen Siliziums", Präparat 7, mit 72 Proz. SiO_2 (Tab. III). Es lassen sich Linien mit denen der reineren Präparate nur höchst unsicher identifizieren. Starke Linien der anderen Filme sind hier geschwächt oder ganz verschwunden, dafür treten neue auf, ja die Gesamtzahl der Linien beträgt bei Präparat 7 im ganzen 23 gegen nur 16 bei den reineren Präparaten.

Da zu vermuten war, daß hier die Struktur des SiO_2 in den Vordergrund tritt, wurden drei SiO_2-Präparate untersucht, und zwar:

Präparat I: Natürlicher, gepulverter Quarz.

Präparat II: Aus Natriumsilikat durch Salzsäure gefällte Kieselsäure, 5 Stunden bei 100° C getrocknet.

Präparat III: Gefällte Kieselsäure wie vorher, 4 Stunden im Platintiegel vor dem Gebläse geglüht.

Wie die Tabelle III beweist, lassen sich alle Linien des Quarzes mit denen des Präparats 7 identifizieren, mit Ausnahme weniger, sehr schwacher Linien, die auf einem der beiden Filme nicht zu erkennen sind. Bringt man beide Filme gegen das Licht zur Deckung, so ist die Übereinstimmung bis in alle Feinheiten hervorragend. Die geringen Unterschiede der unabhängig voneinander vorgenommenen Auswertungen erklären sich aus der verschiedenen Schwärzung der Filme, bedingt durch die etwas verschiedenen Expositionszeiten.

Die Präparate II und III wurden unter denselben Bedingungen exponiert wie Präparat I. Abgesehen von einer geringen, diffusen Schwärzung in der Umgebung des Durchstoßpunktes waren die Filme aber völlig klar und frei von Linien. Es wäre falsch, wollte man hieraus auf amorphe Struktur der Kieselsäure schließen. Denn es ist oft möglich, bei Präparaten von geringem Reflexionsvermögen nach entsprechend längerer Exposition dennoch Linien zu erhalten. Hier ist lediglich die Tatsache von Interesse, daß bei den angewandten Expositionszeiten jedenfalls keine der beobachteten Linien durch Kieselsäure verursacht sein können.

Die Linien des Präparates 7 rühren demnach vom Quarz, nicht von Silizium oder Kieselsäure her.

Es soll nun noch die Messung der Gitterkonstanten des Siliziums mitgeteilt werden. Hierzu wurde das am wenigsten durch SiO_2 verunreinigte Präparat 2 verwendet. Die aus zwei unabhängigen Beobachtungsreihen desselben Films bestimmten Mittelwerte wurden mit Hilfe der Formel

$$p = r\left(1 + \frac{R}{m}\cos 2\varphi\right)^{1})$$

auf ein Präparat vom Durchmesser Null korrigiert und dann ausgewertet. Tabelle IV zeigt das Ergebnis.

1) Küstner, l. c.

Tabelle IV.

Linienabstand in mm Film 2a	Film 2b	Mittel	$\sin\varphi$ korrig.	Linie	$h_1h_2h_3$	$\frac{\sin\varphi_{\alpha'}}{\sqrt{h_1^2+h_2^2+h_3^2}}$	$\frac{\sin\varphi_{\beta}}{\sqrt{h_1^2+h_2^2+h_3^2}}$
20,1	20,2	20,15	0,2458	α'	111	0,1420	
29,9	30,1	30,00	0,3640	β	220		0,1287
33,2	33,4	33,30	0,4025	α'	220	0,1423	
35,1	35,2	35,15	0,4239	β	311		0,1279
39,6	39,6	39,60	0,4712	α'	311	0,1422	
48,6	48,7	48,65	0,5710	α'	400	0,1428	
53,6	53,6	53,60	0,6233	α'	331	0,1430	
58,5	58,6	58,55	0,6682	β	333, 511		0,1287
61,8	61,8	61,80	0,6990	α'	422	0,1427	
66,5	66,5	66,50	0,7400	α'	333, 511	0,1424	
68,5	68,5	68,50	0,7565	β	531		0,1277
74,2	74,2	74,30	0,8030	α'	440	0,1419	
79,3	79,3	79,30	0,8385	α'	531	0,1417	
88,0	88,0	88,00	0,8923	α'	620	0,1412	
91,2	91,2	91,20	0,9113	β	551		0,1275
94,5	94,50	94,50	0,9272	α'	533	0,1413	
						Mittel: 0,1421	0,1281

Setzt man nach Siegbahn[1] für die *Cu-K*-Serie

$$\alpha' = 1{,}54122\ \text{Å},$$
$$\beta = 1{,}38887\ \text{Å},$$

so folgt durch logarithmische Berechnung nach der Formel

$$a = 2d = \frac{\lambda}{2\,\frac{\sin\varphi}{\sqrt{h_1^2+h_2^2+h_3^2}}}$$

aus α':

$$a = (5{,}4204 \pm 0{,}00016)\ \text{Å}$$

und aus den weniger deutlichen β-Werten:

$$a = (5{,}4210 \pm 0{,}00025)\ \text{Å}.$$

Gerlach[2] findet in guter Übereinstimmung mit diesen Messungen als Mittelwert für die vorletzte Spalte obiger Tabelle 0,1416 bei graphitischem Silizium und 0,1421 für kristallisiertes Silizium.

Zusammenfassung.

1. Es wurden Siliziumpräparate verschiedener Herkunft verschiedenen Untersuchungen unterworfen in Hinsicht auf:

a) Verunreinigung durch SiO_2;
b) chemische Reaktionsfähigkeit;
c) Teilchengröße auf mikroskopischem Wege;
d) Teilchengröße nach der Methode der Fallgeschwindigkeit in Alkohol;
e) Kristallstruktur im Röntgenlicht.

2. Alle Proben mit einer Verunreinigung zwischen 2,7 Proz. und 30 Proz. durch SiO_2 zeigten übereinstimmend das bekannte, von Debye und Scherrer entdeckte Kristallgefüge des Diamanttyps.

3. Sogenanntes „amorphes" Silizium mit einem Gehalt von 72 Proz. SiO_2 zeigte ein wesentlich anderes Spektrum, das sich mit dem des natürlichen Quarzes identifizieren ließ.

4. Kieselsäure zeigte bei den hier verwandten Expositionszeiten keine Spektrallinien.

5. Alle Aufnahmen (die der Kieselsäure ausgenommen) zeigten scharfe Spektrallinien. Amorphes Silizium oder eine andere Modifikation desselben ließ sich nicht nachweisen.

6. Der Elementarwürfel (100) des Siliziums besitzt eine Kantenlänge von (5,4204 ± 0,00016) Å.

Göttingen, Allgem. Chemisches Institut d. Universität und I. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 1. Oktober 1922.)

1) M. Siegbahn, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **18**, 275, 1922.

2) W. Gerlach, diese Zeitschr. **23**, 114, 1922.

Einfluß der Entwicklungsweise und Wirkung des Verstärkungsschirmes auf die photographische Platte bei Röntgenstrahlen.

Von E. Schlechter.

Die langen Expositionszeiten, welche zur Erlangung eines Röntgenogramms erforderlich sind, stellten die Aufgabe, Hilfsmittel und Voruntersuchungen ausfindig zu machen, um eine Ersparnis der Expositionszeit und des Röhrenverbrauchs zu erzielen. Von besonderem Interesse

ist ferner die Auswahl der zweckmäßigsten Entwicklungsmethode, um insbesondere kleine Schwärzungen auf der Platte deutlich sichtbar zu machen, sowie die Untersuchung des Verstärkungsschirmes, dem infolge einer mehrfachen Abkürzung der Expositionszeit sowohl in der Röntgendiagnostik, als auch bei Interferenz- und Absorptionsaufnahmen von Metallen eine besondere Bedeutung zukommt.

Teil I. Einfluß der Entwicklungsweise auf die Schwärzungskurve.

Versuchsanordnung. Mittels einer Apparatur, welche im folgenden kurz beschrieben ist, gelang es R. Glocker durch Verwendung eines Sekundärstrahlers innerhalb weniger Minuten starke Schwärzungen hervorzurufen. Durch eine verschließbare Öffnung einer Bleiwand W fielen von der Antikathode einer Coolidgeröhre Strahlen in einen mit kräftigem Bleischutz umgebenen Zinkkasten Z, welcher mit einer Zugklappe versehen war, die sich rasch öffnen und schließen ließ. Bevor die ungefilterten Strahlen den Sekundärstrahler S trafen, mußten sie das Zentrum zweier Blenden B_1 und B_2 passieren. Die charakteristische Strahlung, durch eine aus Aluminiumblech ausgefütterte Blende tretend, schwärzte auf der Platte ein Feld von 2×2 cm^2. Mittels eines horizontalen und vertikalen Zahngetriebes konnte jede beliebige Stelle der zu diesem Zwecke angefertigten Plattenkassette mit Aluminiumrückwand vor die Öffnung A gebracht werden. Außen am Zinkkasten befanden sich Marken, so daß in regelmäßiger Folge 12 Felder der Platte exponiert werden konnten. Um ein dichtes Anliegen der Platte gegen A sicherzustellen, war ein dritter Trieb mit Federdruckvorrichtung in dem beweglichen Kasten K vorgesehen. Dieser Teil ermöglichte beim Verschieben ein Abheben der Platten von A, wodurch Reibungserscheinungen vermieden wurden. Für die konstruktive Durchführung ist noch zu erwähnen, daß zur Vermeidung störender Sekundärstrahlen die Wände in der Umgebung von S und P mit einer 0,2 mm dicken Alumiumfolie ausgeschlagen waren. Eine eingehende Beschreibung mit Maßangaben findet sich in der Arbeit „Das photographische Schwärzungsgesetz der Röntgenstrahlen“[1]). Eine Anzahl Felder von photographischen Platten wurden unter gleichen Strahlungsbedingungen ($\lambda = 0{,}49$ Å) verschieden lang exponiert und mit verschiedenen Entwicklungssubstanzen in der für die betreffende Lösung in der photochemischen Literatur angegebenen Normalzeit und Temperatur entwickelt. Zur Verfügung standen Metolhydrochinon (Rapidentwickler), Glycin (langsam arbeitender Entwickler) und Adurol (Normalentwickler). Verwendet wurden ungelagerte Hauffsche Röntgenplatten mit gleicher Emulsionsnummer. Die Verdünnung war bei Anwendung

von Metolhydrochinon 1 : 3,
„ Adurol . . . . 1 : 5,
„ Glycin-Kurz . . 1 : 2.

Der Glycinstandentwickler wurde folgendermaßen angesetzt: Aq. dest. 1000 ccm; Glycin 1,5 g, Natr. sulfit krist. 1,5 g, krist. Soda 25 g.

Mit Ausnahme der Platten für die Glycinstandserie, welche gemeinsam entwickelt wurden, wurde für jede Platte frische Entwicklungssubstanz angesetzt. Die Art der Entwicklung, des Fixierens, sowie das Wässern und Trocknen der Platten geschah stets in derselben Weise. Zum Photometrieren wurde teils das Siegbahnphotometer[1]), teils das Martenssche Polarisationsphotometer benutzt.

Bei vorgeschriebenem Entwicklungsgang hat die chemische Natur der Entwicklungssubstanz auf den charakteristischen Verlauf der Schwärzung nur unbedeutenden Einfluß. Im Gebiet der Unterexposition ist in ihrer Schwärzungsfähigkeit kein wesentlicher Unterschied zu erkennen. Die Glycinsubstanzen überwiegen zwar bei Schwärzungen $S < 0{,}50 \div 0{,}62$ in geringfügiger Weise die anderen Entwicklerarten, diese schneiden dagegen im Gebiet der Normalexposition günstiger ab. Bei $S = 0{,}58$ bzw. 0,48 tritt ein Überschneiden der Glycinschwärzungskurve durch die der Metolhydrochinon- und Adurolkurve ein (Fig. 1). Wird die Entwicklungsdauer erhöht, so ist dadurch eine kräftigere Deckung bedingt, besonders kommt dies bei den Glycinentwicklern zur Geltung (Fig. 2). Metolhydrochinon, vor allem Adurol, vermögen, sofern die Normalzeit überschritten ist, nicht viel mehr herauszuholen. Der charakteristische Kurvenverlauf bleibt dabei erhalten.

Eine Erhöhung der Temperatur macht sich bei Metolhydrochinon wenig bemerkbar. Anders verhält sich der gewöhnliche Glycinentwickler, welcher sich bei einer Temperatursteigerung äußerst wirksam zeigt, und eine rasche Entwicklungsgeschwindigkeit bedingt. Jede benutzte Entwicklungssubstanz neigt sowohl bei Zunahme der Temperatur und Entwicklungszeit mehr oder weniger zur Schleierbildung.

Die bei Metol und Adurol auftretenden Meßergebnisse für kleinere Schwärzungen als $S = 0{,}1$, die bei längerer Entwicklungszeit niedere Werte zeigen, also in umgekehrtem Verhältnis zur Dauer des Entwicklungsprozesses stehen,

1) R. Glocker u. W. Traub, diese Zeitschr. **22**, 345—352, 1921.

1) Ann. d. Phys. **42**, 689, 1913; **46**, 289, 1915.

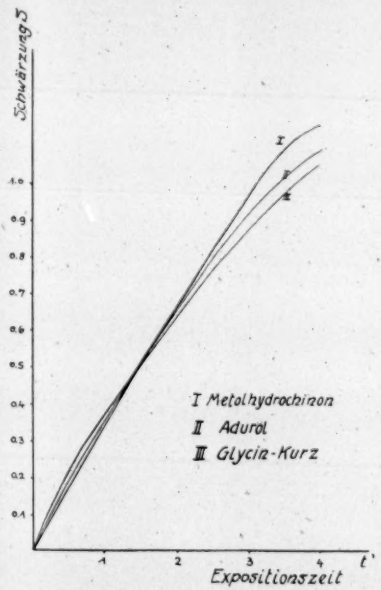


Fig. 1.

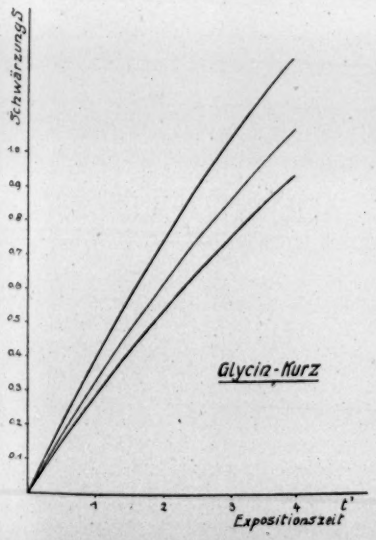


Fig. 2.

dürften abgesehen von den sonstigen Fehlerquellen, wie ungleicher Plattenguß, Beobachtung usw. die Begründung haben, daß bei anormaler Entwicklung die Bildung des chemischen Schleiers kräftiger einsetzt, als die zersetzende Wirkung der Entwicklersubstanz auf die Bromsilberemulsion, so daß nach Abzug der Schleierintensität von S die korrigierte Schwärzung kleiner erscheint. Bei größeren Werten von S kommt diese Korrektion weniger in Betracht. Durch entsprechende Bemessung der Temperatur und Entwicklungsdauer läßt sich für die benutzten Entwickler ein optimales Entwicklungsverfahren ausfindig machen, bei dem sich bis $S = 1 \div 1{,}3$ ein geradliniger Schwärzungsverlauf ergibt. Das Mischungsverhältnis bleibt dasselbe wie früher. Eine Abänderung erfährt nur die Zeit und Temperatur.

Ein Eingehen auf die charakteristischen Merkmale des Kurvenverlaufes dürfte sich erübrigen. Eine weitere Orientierung ist durch die vor kurzem veröffentlichte Arbeit von Dr. Glocker[1]) und Dr. Traub gegeben, die auch Angaben enthält, inwieweit die Intensitätsmessung der Röntgenstrahlen mittels der Schwärzungskurve möglich ist.

Erwähnenswert ist noch, daß die stagnierende Entwicklung bei Benutzung von Adurol oder sonst irgendeiner Entwicklungssubstanz hinsichtlich der Plattenklarheit ungünstiger abschließen dürfte, als die Schalenentwicklung. Streifenbildung und Marmorierungen sind dabei häufig auftretende Begleiterscheinungen, herrührend von Strömungsvorgängen der Bromverbindungen, welche während des Entwicklungsprozesses an der Schichtseite der Platte zu Boden rieseln. Bei der Glycinstandentwicklung muß besondere Sorgfalt gegen jede Verunreinigung mit Sulfit vorherrschen, die sofort zu einem dichroitischen Gelbschleier führt. Im allgemeinen kann gesagt werden, daß, je nach Behandlung der Entwickler, die angeführten Substanzen als ziemlich gleichwertig anzusehen sind. Handelt es sich darum, kleinere Schwärzungen deutlich hervorzuholen, so bietet der Glycinentwickler, wie bereits erwähnt, einen kleinen Vorteil.

Teil II: Untersuchung der photographischen Wirkung des Verstärkungsschirmes für Röntgenstrahlen.

In Zeitschriften der letzten Jahre finden sich über die Verstärkungswirkung der Folien Angaben vor, wonach sich eine 32fache Abkürzung der Expositionszeit erreichen lassen soll[2]), was

1) l. c.
2) Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen, Jahrg. 1920, Heft III, S. 319.

aber in der Praxis starkem Zweifel begegnete. Die Anschauung, daß mit wachsender Härte der Folienfaktor eine Steigerung erfahre, hat zweifellos seine Berechtigung, läßt aber bei Expositionen, in denen eine starke Absorption stattfindet, oder bei Aufnahmen von Spektren kurzwelliger Art mit Verstärkungsschirm die Frage entstehen, warum in diesen speziellen Fällen, wo doch in der Hauptsache nur kurzwellige Strahlungskomponenten vorliegen, sich nur eine 3—4fache Abkürzung der Expositionszeit ergibt. Der Grund also, daß die Wellenlängen allein für die außerordentlichen Schwankungen in der Verstärkungswirkung ausschlaggebend sind, war nicht zutreffend, sondern es müssen noch andere Faktoren hereinspielen, die zu klären versucht werden sollen. Für richtige Beurteilung des Verstärkungsfaktors, definiert durch: $V = \frac{t_0}{t_m}$, wobei:

t_0 = Expositionszeit ohne Verstärkungsschirm,
t_m = „ mit „

wurde die bisher übliche Art der Untersuchung mit heterogenem Strahlengemisch verlassen und homogene Röntgenstrahlung gewählt, um für jede Wellenlänge den Verstärkungsfaktor festlegen zu können, wodurch sich eine vergleichende Wirkung der einzelnen Strahlungskomponenten ergibt und sich Schlüsse ziehen lassen, wie sich die Energietransformation der in dem W des Calzium-Wolframschirmes absorbierten Röntgenenergie gestaltet. Durch Vorversuche wurde zunächst die Richtigstellung der Anwendung des Verstärkungsschirmes hinsichtlich der Durchstrahlungsrichtung geklärt. Zur Untersuchung lag eine Heyden-, Cito- und Eppensfolie vor, welche alle drei noch unbenutzt waren. Als Sekundärstrahler wurde *Se*, *Ag*, *Ba* verwendet, deren K_α-Linien bei $\lambda = 1{,}10$, 0,56 und 0,39 Å liegen. Die Größe der Sekundärspannungen, deren primäre Konstanz durch eine Akkumulatorenbatterie erreicht wurde, wurde dem Anregungsgebiet dieser Elemente entsprechend gewählt. Mit den Folien wurden in jeder Reihenfolge, d. h. Antikathode—Platte—Folie und Antikathode—Folie—Platte zur völligen Sicherung des Resultates jeweils 2 Felder der charakteristischen Strahlungen bei durchweg gleichen Zeiten von 30″ exponiert und die Platten gemeinsam entwickelt. Bemerkenswert ist, daß von der Selenstrahlung mit einer Halbwertschicht von 0,13 mm *Al* keine Einwirkung auf die Platte festzustellen war. Die gänzliche Absorption erfolgt sowohl im Glas, als auch in den hintersten Schichten der Schirmmasse selbst. An dessen Stelle trat Molybdän ($K_\alpha = 0{,}71$ Å). In der Reihenfolge Platte—Folie war für weiche Strahlungskomponenten ein Nachlassen der Verstärkungswirkung wahrzunehmen, zurückzuführen auf die Absorption im Glas, die nur eine kleine Intensität an Licht- und Röntgenenergie zur Auswirkung auf die Schichtseite der photographischen Platte gelangen läßt. Wandern die Strahlungskomponenten der kurzwelligen Seite zu, so werden die prozentualen Schwärzungsunterschiede in der Reihenfolge Platte—Folie und Folie—Platte geringer.

Für die Eppens- und Heydenfolie ist letztere Richtung günstiger als der umgekehrte Strahlengang. Bei dem Citoschirm mit seiner etwas dickeren Schicht ist bei harten Strahlen die Richtung Platte—Folie für die Verstärkungswirkung günstiger. Daß sich der Folienfaktor mit den einzelnen Strahlungskomponenten ändert, könnte aus den eben erwähnten Absorptionserscheinungen gefolgert werden. Ob er aber in einem funktionalen Zusammenhange mit λ steht und einem systematischen Verlauf unterliegt, oder sich in irgendeine Kurvenform einreiht, war nicht sicher. Um diese Änderung von V als Funktion von λ zu erhalten, wurde zunächst eine Serie von Platten so lange exponiert, daß für jede charakteristische Eigenstrahlung die Schwärzung gleich groß war ($S = 0{,}4$). Mit Ausnahme von *Ba*, *W* und *HgCl* wurden alle Strahler mit ungefilterter Strahlung erregt. Hierauf wurde der Schirm eingelegt und der Versuch unter denselben Betriebsbedingungen wiederholt. Die endgültige Festsetzung dieser Expositionszeiten geschah unter Zugrundelegung von vorher roh ermittelten Folienfaktoren. Um dabei progressive Schwärzungswerte zu erhalten, wurden für jede Substanz bei verschiedenen Belichtungszeiten 2 Felder exponiert, deren Schwärzung einen Vergleich mit den Schwärzungswerten der ohne Folie exponierten Felder zuließen. Die Versuchsergebnisse sind in Fig. 3 enthalten. Von der kurzwelligen Seite ausgehend, nimmt der Folienfaktor in einem linearen Verhältnis bis zur Wellenlänge = 0,5 Å ab. Der gestrichelte Kurventeil ist als nicht ganz einwandfreie Fortsetzung des Linienzuges anzusehen, für den die dazwischen liegenden Punkte nicht ermittelt wurden. Der sprungartige Abfall bei $\lambda = 0{,}56$ Å ist auf die Erregung der charakteristischen Strahlung des Bromsilbers zurückzuführen. Hier überwiegt die Emission der Eigenstrahlung die Verstärkungswirkung der Folie.

Die Intensität dieser Schwärzungen, erhalten durch 2 Strahlungsenergien, die gleichzeitig zur Auswirkung auf die photographische Platte gelangen, steht im Zusammenhang mit den durch die Substanzen des W und Bromsilber absorbierten Röntgenenergien. Aus den Absorptions-

Fig. 3.

gesetzen ist ohne weiteres abzulesen, daß die wahren Absorptionskoeffizienten für W und Ag in einem konstanten Verhältnis stehen, und zwar im Verhältnis:

c_1 rechts der Absorptionsbandkante des Ag bei λ_{Ag},

c_2 links dieser bis $\lambda_W = 0{,}18$ Å,

c_3 von λ_W ab dem kurzwelligen Gebiet zu. Die Überlegung, inwieweit der Folienfaktor von dem Absorptionsverhalten abhängig ist, bedarf der Anführung der durch das W und Ag absorbierten Energiemengen:

Absorption des Ag: $J_0 - J_0 e^{-\mu_{Ag} \cdot d_{Ag}}$; für kleine Werte von d: $J_0 \mu_{Ag} d_{Ag}$,

Absorption des W: $J_0 - J_0 e^{-\mu_W d_W}$; für kleine Werte von d: $J_0 \cdot \mu_W \cdot d_W$,

Schwärzung der Platte: $S = a \cdot J_0 \mu_{Ag} d_{Ag}$, wo a konstant oder $f(\lambda)$,

Fluoreszenzintensität: $F = b \cdot J_0 \mu_W \cdot d_W$, wo b konstant oder $f(\lambda)$.

Wäre eine Konstanz des Verhältnisses $\frac{F}{S}$ vorhanden, so müßte der Folienfaktor in Kurve 3 für die Spektralbereiche, in welchen konstante Absorptionsverhältnisse vorliegen, wie z. B. zwischen λ_{Ag} und λ_W einen und denselben Wert aufweisen. Die Folgerung, daß in der Gleichung

$$\frac{F}{S} = \frac{b}{a} \frac{\mu_W}{\mu_{Ag}},$$

also $\frac{b}{a}$ nicht konstant sein kann, entspringt aus den Verstärkungseffekten, welche von Wellenlänge zu Wellenlänge eine Änderung zeigen. Es lassen sich 3 Fälle unterscheiden:

1. b ist $f(\lambda)$,
2. a ist $f(\lambda)$,
3. a sowohl wie b stehen in einem funktionalen Zusammenhang mit λ.

Welche von diesen 3 Möglichkeiten zutreffend ist, kann durch unsere Versuchsdurchführung nicht eindeutig geklärt werden. Es ist zwar anzunehmen, daß die Schwärzung der photographischen Platte durch die Röntgenstrahlen, mit der von ihr absorbierten Energie parallel geht, die bei gleicher auffallender Intensität mit der 2,8ten Potenz der Wellenlänge zunimmt. Wenn das Absorptionsverhalten des W in Verbindung mit dem Kurvenverlauf gebracht wird, so ist daraus zu schließen, daß die zur Leuchterregung beitragende absorbierte Energie nicht den wirksamen Anteil an der Schwärzung hat, welcher dem Absorptionsverhältnis beider Substanzen (W und Ag) entspricht. Beträgt dieses nach der Berechnung rechts der Absorptionsbandkante des Ag ungefähr 7,6 : 1 und links 1,35 : 1, so ist überraschend, daß gerade bei letzterem Zahlenverhältnis im kurzwelligen Gebiet der Verstärkungsfaktor rasch anwächst. Der Umsetzungskoeffizient der durch den Verstärkungsschirm absorbierten Röntgenenergie in Licht ist offenbar bei $\lambda > 0{,}49$ weitaus ungünstiger als für $\lambda < 0{,}49$ Å, die Strahlungsintensität der Fluoreszenz umso intensiver, je weiter wir ins kurzwellige Spektrum fortschreiten. Jedoch sind in diesem Bereich die diagnostischen Bilder infolge der geringen Absorptionsunterschiede und Streuungsverhältnisse schlecht. Die hierfür wertvollen Strahlungskomponenten, welche eine kontrastreiche Aufnahme bedingen, sind der langwelligen Seite der Absorptionsbandkante des Ag benachbart. Weiche Strahlungskomponenten $\lambda > 0{,}8$ Å kommen gar nicht zur Auswirkung. Das Maximum an Deutlichkeit und gutem Verstärkungseffekt würde eine stark belastbare Diagnostikröhre ergeben, mit annähernd homogener Strahlenzusammensetzung im Spektralgebiet 0,46 — 0,6 Å.

Die Aufnahme einer Schwärzungskurve mit Verstärkungsschirm zeigt im Vergleich der Röntgenschwärzungskurve, die als Funktion der Belichtungszeiten unter gleichen Strahlungsbedingungen (Ag-Strahler) ermittelt wurde, daß

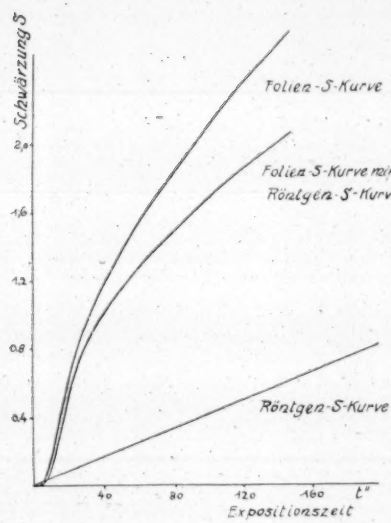


Fig. 4.

sie nicht als Gerade durch den Nullpunkt geht, sondern einen Schwellenwert aufweist, der deutlich in der Aufzeichnung zu erkennen ist (Fig. 4). Sie verläuft bis ungefähr $S = 1$ ziemlich steil und strebt in ihrem weiteren Verlauf in einer leicht gebogenen Geraden der x-Achse zu. Wird durch irgendeinen Punkt S eine horizontale Gerade gezogen, deren Schnittpunkte mit der Folien-S- und Röntgen-S-Kurve A und B sind, so ergibt sich aus dem Verhältnis B der Verstärkungsfaktor, der in einer Abhängigkeit von der Schwärzung A steht, bei welcher die ohne und mit Folie exponierte Platte verglichen wird. Er schwankt von $S = 0{,}4$ bis $S = 2{,}0$ zwischen 6,2 und 8, kann aber bei ganz geringen Schwärzungsgraden negativ werden.

Bei der Definition des Verstärkungsfaktors wurde auf die teilweise unzutreffenden Literaturangaben verwiesen. Die Abhängigkeit des Folienfaktors von λ, welche bei extrem harten Strahlen im günstigsten Falle eine 15fache Verstärkungswirkung ergab, ließ die Frage entstehen, ob es überhaupt prinzipiell möglich ist, für ein gefiltertes Strahlengemisch eine 30fache Abkürzung der Expositionszeit zu erreichen und wie verhält sich diese bei Änderung der Intensität durch eine Verschiebung der Röhre und entsprechende Einhaltung der Belichtungszeit, welche für Röntgenstrahlen, wie bereits nachgewiesen, proportional dem Quadrat der Entfernung ist. Die angestellten Voruntersuchungen mit einer mittelharten Strahlung, gefiltert durch 3,6 mm Al, gaben Aufschluß über den als Ausgangspunkt erforderlichen Röhrenabstand von 1 m, um bei einer Expositionszeit von 2″ (abgestoppt mittels Sekundenschlagpendels) und eingelegtem Verstärkungsschirm Schwärzungswerte zu erhalten, welche im normalen Expositionsgebiet lagen. Voraussetzung für die Versuchsanordnung war Konstanz des Röhrenbetriebes und gemeinsame Entwicklung der Platten, von denen Felder zur photometrischen Vergleichsmessung dienen sollten. Bei einem Intensitätsverhältnis 1 : 4 war der Verstärkungsfaktor $21^1/_2$ und $18^3/_4$. Wurde die Änderung des Abstandes bei der Exposition mit einer weicheren Strahlungsgattung und der einer kurzwelligeren auf das drei- bzw. neunfache vorgenommen, so ergab sich der Faktor 18 und 15,2. Bei einer vierfachen bzw. neunfachen Intensität ist also die Verstärkungswirkung um 14,6 Proz. bzw. 18,5 Proz. größer. Das überraschende Resultat ist eine Änderung des Folienfaktors, der bei kleiner werdenden Intensitäten niedrigere Werte aufweist als für hohe. Die Untersuchung, inwieweit die Röntgenstrahlen bei einer lang andauernden Fluoreszenzerregung die Leuchtmassen des Verstärkungsschirmes zu einem Nachlassen ihrer Wirkung veranlassen, ließ keinen Zusammenhang mit der beobachteten negativen Änderung des Verstärkungsfaktors erkennen. Die photometrische Messung der Fluoreszenz F sollte zur Klärung dieser Frage den Beitrag liefern, ob F als Funktion der Röntgenintensitäten X einen überproportionalen Charakter zeigt. Dieser Einfluß auf die photographische Platte hätte dann als Kriterium für das Verhalten des Verstärkungsfaktors herangezogen werden können. Die Leuchtkraft des Verstärkungsschirmes war für eine photometrische Bestimmung von F zu gering. An einem Ossalschirm, von dem ein analoges Verhalten der Helligkeitsverhältnisse in $f(\lambda)$ zu erwarten ist, wurden mittels eines Martens-Photometers Untersuchungen in dieser Richtung angestellt. Das Ergebnis zeigt Fig. 5, welche einen völlig proportionalen Verlauf zwischen F und X aufweist. Eine Aufzeichnung der charakteristischen Kurve als Funktion von J, wo J Milliampère, war nicht angängig. Es mußte zuerst das Intensitätsverhältnis einer charakteristischen Strahlung für J mittels Elektroskops bestimmt werden, welches auf dem Prinzip einer Proportionalität der Ionisation mit der Intensität der Eigenstrahlung beruht. Auch die Versuchsbestimmungen über das Nachleuchten, welche bei den neueren Folien photographisch erst dann nachgewiesen werden konnte, wenn der Schirm mehrere Minuten einem Strahlenkegel unmittelbar ausge-

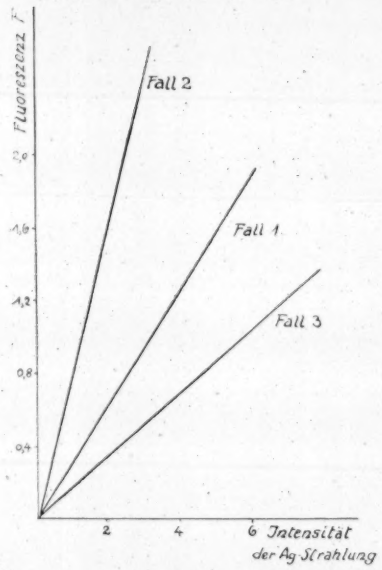


Fig. 5.

setzt war, ließen keine Auslegung zu, welche in Verbindung mit dem variablen Folienfaktor gebracht werden konnte. Die bereits erwähnte Zusammenwirkung der Licht- und Röntgenstrahlenenergie führte zu der Überlegung, ob nicht an Stelle des Bunsenschen Reziprozitätsgesetzes (gleiche Schwärzungen für gleiche Lichtmengen $= i \cdot t \cdot$ konstans), dessen Gültigkeit für heterogene und homogene Röntgenstrahlung nachgewiesen wurde, infolge der überwiegenden Lichtwirkung das Gesetz Schwarzschilds $i_1 \cdot t_1^p = i_2 \cdot t_2^p$ zu setzen ist, nach dem die Bromsilberemulsion die Eigenschaft hat, von der einstrahlenden Energie um so weniger zu absorbieren, je langsamer die Energie zuströmt. Die experimentelle Bestimmung des Exponenten p, der sich für die Hauff-Röntgenplatte bei weißem Licht im Mittel zu 0,93 ergab, bestätigte die Annahme, daß sowohl in qualitativer wie in quantitativer Hinsicht die Änderung des Verstärkungsfaktors mit der Strahlungsintensität zusammenhängt.

Das Bunsensche sowie das Schwarzschildsche Gesetz, zueinander in Beziehung gebracht, führen zu einer Formel, welche die Abhängigkeit der Verstärkungswirkung von der Intensität angibt.

Die Verstärkungsfaktoren seien für

Fall I: $v_1 = 21{,}5$; $v_2 = 18^3/_4$,
$i_1 = 4$; $i_2 = 1$;
Fall II: $v_1 = 18{,}0$; $v_2 = 15{,}2$,
$i_1 = 8{,}9$; $i_2 = 1$.

Aus $\lg\left(\frac{v_1}{v_2}\right) = \frac{1-p}{p} \cdot \log \frac{i_1}{i_2}$ ergibt sich für

Fall I: $p_1 = 0{,}915$,
Fall II: $p_2 = 0{,}93$.

In ähnlicher Weise läßt sich eine rechnerische Bestätigung der gefundenen experimentell ermittelten Verstärkungsfaktoren ableiten. Die ausgeführte Kontrollrechnung, in welche die durch die Versuche gegebenen Zahlenwerte der Zeit und mithin die Verstärkungsfaktoren eingesetzt sind, liefert die Erklärung der variablen Verstärkungsfaktoren bei Bestrahlungen mit verschiedenen Intensitäten. Derartige Schwankungen sind unabhängig von den Eigenschaften des Verstärkungsschirmes, wohl aber begründet durch die Zusammenwirkung von Licht und Röntgenstrahlen, deren photographische Wirkungen durch verschiedene Gesetze bedingt sind. Ganz schwache Verstärkungswirkung, also bei geringer Intensität, wie sie die Absorption in großen Schichtdicken, Metallen, mit sich bringt, oder wie sie bei Spektren vorliegt, ist darauf zurückzuführen.

Der vorliegende Auszug, ein Teil aus der Dissertation „Zur Methodik der Metalluntersuchung mittels Röntgenstrahlen" wurde im Oktober 1920 bis Oktober 1921 im Röntgenlaboratorium an der Technischen Hochschule Stuttgart ausgeführt.

Es sei mir hier gestattet, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. Glocker, Leiter des Röntgenlaboratoriums, für die vielseitige Anregung und Belehrung meinen herzlichen Dank auszusprechen.

(Eingegangen 6. Dezember 1922.)

Sekundäre Elektronenemission in Glühkathodenröhren.

Von A. Goetz.

(Auszug aus der Göttinger Dissertation[1]).)

Inhaltsübersicht: A. Einleitung. 1. Vorarbeiten. 2. Ziel der Arbeit. B. Die experimentellen Vorarbeiten. 1. Zweck und Konstruktion der Röhren.

1) Die vorliegende Arbeit ist im Dezember 1920 beendet, sie konnte aber aus Rücksicht auf die Patentierung einiger in der Technik brauchbaren Ergebnisse nicht früher veröffentlicht werden. — Der Unterschied zwischen diesem Auszug und der Originalarbeit besteht hauptsächlich darin, daß experimentelle Notizen und ziemlich umfangreiches Tabellenmaterial weggelassen wurden.

2. Die Evakuierung. 3. Die Technik und die Genauigkeit der Messungen. C. Allgemeine Vorversuche. 1. Der Einfluß des Anodenpotentials auf den Gitter- und Emissionsstrom. 2. Einfluß des Potentials der sekundären Anode. D. Die endgültigen Messungen und deren Diskussion. 1. Der Verlauf der primär emittierten Elektronen. a) Diskussion I. b) Der Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung. c) Der Anodenstrom und Gitterstrom als Funktion der Gitterspannung für $E_a = 0$. d) Diskussion II. 2. Der Verlauf der sekundär emittierten Elektronen. a) Der Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung für $E_g - (E_g - E_a) = \text{const}$. b) Der sekundäre Sättigungsstrom. c) Reflexion und Rückdiffusion an der Anode. d) Der Rückgang der Sekundäremission bei kleinem $E_g - E_a$. e) Diskussion III. E. Die sekundäre Anode. F. Konstruktionsbedingungen für praktisch brauchbare Röhren. Zusammenfassung.

A. Einleitung.

1. Vorarbeiten von Hull und Hausser.

Die vorliegende Arbeit fußt auf der von Hull[1]) entdeckten und beschriebenen Erscheinung des Auftretens sekundärer Elektronenemission in Hochvakuumgitterröhren.

Er hat bei seinen Versuchen die in Fig. 1 angegebene Schaltung benutzt und dabei folgende Ergebnisse erhalten:

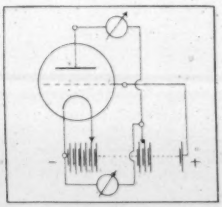


Fig. 1.

Werden die Elektrodenbezeichnungen für die normale Eingitterröhre in der Beschreibung beibehalten, so wird in der „Dynatron"schaltung an das Gitter eine hohe konstante Spannung angelegt, die positiv gegen die Kathode ist. Das Anodenpotential wird von dem Potential der Kathode (0) bis zur Höhe der Gitterspannung gesteigert, wobei der Anodenstrom (E_a) durch ein in den Anodenkreis gelegtes Galvanometer gemessen wird.

Die Hullschen Diagramme (Fig. 2) zeigen zunächst ein rapides Ansteigen des Anodenstromes bei anwachsendem Anodenpotential. Früher oder später wird ein Maximum erreicht, wonach der Strom wieder sinkt und unter Umständen seine Richtung umkehrt, so daß die Anode anscheinend Elektronen verliert, statt

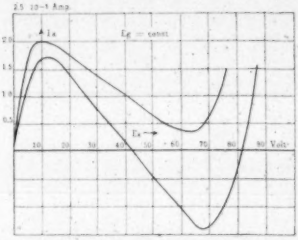


Fig. 2.

solche von dem Glühdraht zu empfangen. Bei weiterer Steigerung der Anodenspannung wird ein Minimum des Stromes erreicht, wonach er wieder „bis zu seiner vorher erreichten Höhe" ansteigt.

Hull erklärt diesen Vorgang mit der Emission von Sekundärelektronen, die aus der Anode austreten können, da die primären Elektronen infolge der Beschleunigung durch das hohe Gitterpotential mit großer Wucht an die Anode prallen und der Anode ein positives Potential am Gitter gegenübersteht.

Mit steigender Anodenspannung nimmt die Sekundäremission zu, „bis das Gitter nicht mehr genügend positiv ist, alle Elektronen abzuführen", so daß die Zahl der an die Anode treffenden Elektronen größer ist als die Zahl der heraustretenden. (Nochmaliges Ansteigen der Charakteristik.)

Die Gesichtspunkte, nach denen jene Arbeit abgefaßt ist, liegen auf der technischen Verwendbarkeit des negativen Verlaufes der Charakteristik zu Sende- und Verstärkerzwecken. Für diesen Fall sind die Differentialgleichungen aufgestellt und eine große Zahl von Versuchen gemacht.

Aus den Ausführungen von Hull geht hervor, daß die Verwendung des „Dynatrons" zu oben genannten Zwecken wirtschaftlicher ist als der Gebrauch der üblichen Röhren, sobald es gelingt, den Strom sekundärer Elektronen größer zu machen als den der primären. Wird nämlich dieser Strom benutzt, so ist man nicht mehr in dem Maße wie heute gezwungen, einen Kompromiß zwischen der Ergiebigkeit und der Lebensdauer des Glühfadens zu schließen, was ja die Verwendung von Röhrensendern in der Technik mechanischen Hochfrequenzerzeugern gegenüber im Großbetrieb unwirtschaftlich gestaltet. Verwendet man dagegen die sekundären Ströme zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen, so ist man von der Emission des Glühdrahtes bedeutend unabhängiger.

1) Hull, Jahrb. f. drahtl. Tel. **14**, 47, 157, 1914.

Eine Erwiderung fand diese Arbeit durch K. W. Hausser[1]), der nachwies, daß eine größere Nutzleistung der üblichen Röhrenschaltung gegenüber (bei gleicher Fadentemperatur) nur dann möglich ist, wenn eine bestimmte Konfiguration der Elektroden vorhanden ist, die aber auf große technische Schwierigkeiten stößt. Ein weiterer Einwand ist der Hinweis, daß die Zahl der sekundären Elektronen über 300—500 Volt Anodenspannung nicht weiter anwächst. (Auf diesen Punkt soll an anderer Stelle zurückgekommen werden.) Außerdem werde bei „Benutzung hoher Spannungen ein sehr ungünstiger Nutzeffekt erzielt, dadurch daß in Zeiten hoher Spannungen große Stromstärken vorhanden wären. Es wären dies gerade die umgekehrten Verhältnisse, wie man sie zur Erzielung eines günstigen Nutzeffektes benutzt. Da eine wesentliche Energiesteigerung der Röhre aber praktisch nur durch eine hohe benutzte Spannung erreicht werden kann, so muß gesagt werden, daß die Sekundärstrahlenröhre für kleine Leistungen nur dann praktisch brauchbar werden kann, wenn es gelingt, eine große Zahl von sekundären Elektronen zu erreichen und, daß für hohe Leistungen der Sekundärstrahlenröhre neben der Rückdoppelungsröhre keine Bedeutung zukommen wird".

2. Ziel der Arbeit.

In der Hullschen Arbeit wird über die Gesetze, denen die Emissionen folgen, über die Abhängigkeit des Verlaufes der Charakteristik von der Konstellation der Elektroden, allgemein, über die meines Wissens bis jetzt noch nicht untersuchten statischen Vorgänge in einer Gitterröhre mit einer höheren Gitter- als Anodenspannung nichts ausgesagt.

Gewöhnliche Senderöhren sind, wie aus der Hausserschen Arbeit hervorgeht, für diese Versuche unvorteilhaft, während Hull bei seinen Spezialkonstruktionen den Wert 20 für das Verhältnis von sekundärer Emission zur primären erzielte.

Alle diese Widersprüche können allein durch eine eingehende Untersuchung der Verhältnisse in einer Sekundärstrahlenröhre geklärt werden.

Es ist daher weniger Wert darauf gelegt worden, von vornherein eine Röhre von großem technischen Wert, d. h. hoher Sekundäremission, zu konstruieren, als an Hand möglichst fehlerfreier Versuchsbedingungen diese Vorgänge zu untersuchen.

1) Hausser, Wissenschaftl. Veröffentl. a. d. Siemenskonzern 19ff., 1920.

B. Experimentelle Vorarbeiten.

1. Zweck und Konstruktion der Röhren.

Nach ausgedehnten Voruntersuchungen an technischen Sende- und Verstärkerröhren ergab sich, daß einerseits das Vakuum in diesen Röhren für exakte Messungen unbefriedigend war, andererseits die Gitter entweder so große Oberflächen hatten, daß der größte Teil der Emission des Drahtes an das Gitter trat, oder so empfindlich waren, daß sie in kurzer Zeit durch das Bombardement der Sekundärelektronen zerstört wurden.

Der Bau besonderer Röhren erwies sich also als unumgänglich notwendig.

Sie mußten folgenden Bedingungen genügen:

1. Feindrähtiges Gitter mit großem Durchgriff für die primären Elektronen.
2. Große Oberfläche des Gitters, so daß es erhebliche Stromdichten verträgt.
3. Abschirmung der Elektronenbahnen gegen die Glaswand.
4. Bestes Vakuum, das ungefälschte Effekte gibt und das Anlegen hoher Spannungen erlaubt.

Fig. 3 zeigt die Ausführung der endgültigen Konstruktion.

Die Röhre ist von zylindrischer Form; in ihrer Längsachse liegt die Kathode und die Anode. Das Material ist „Gundlacher" Glas.

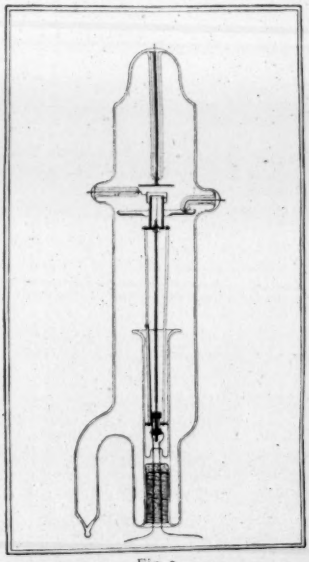


Fig. 3.

Die Kathode hat die Konstruktion der Glühkathode der Röntgenröhre nach Coolidge[1]). Sie besteht aus einem oben offenen Eisenzylinder von 3 mm lichter Weite. Dieser Zylinder ist nach unten abgeschlossen, bis auf eine 2,5 mm breite Öffnung. Er wird von einem Gestell dreier Eisenstäbe getragen, die ihrerseits in ein oben offenes Glasrohr eingeschoben sind. Am Fuße dieses Glasrohres sind zwei Stromzuleitungen mit *Pt*-Drähten eingeschmolzen. Die negative Zuleitung ist mit dem Eisengestell leitend verbunden, die positive ist an einer Zuführung, die gleichfalls aus einem Eisenstab besteht, angeschraubt, der durch Quarzröhren isoliert durch das Gestell hindurchgeführt und an seinem oberen Ende mit einer weiteren Quarzisolierung in die Öffnung des Gehäuses hineinragt. In dem Gehäuse ist eine Spirale aus Wolframdraht so befestigt, daß das eine Ende an dem durch die Quarzisolierung hindurchgehenden Stab, das andere Ende der Spirale an dem Eisenzylinder selbst befestigt ist. Die äußeren Drähte sind innerhalb des Sockels zu Klemmen geführt. Die Wolframspirale besteht aus $3^1/_2$ Windungen. Der Draht ist 0,23 mm stark.

Der Zweck der geschlossenen Kathode war folgender: Es hatte sich bei allen Messungen an technischen Röhren herausgestellt, daß ein ziemlich bedeutender Prozentsatz (bis 30 Proz.) der emittierten Elektronen die Anode nicht erreicht. Quantitative Messungen waren somit von vornherein ausgeschlossen. Die Coolidge-Kathode schirmt nun alle Elektronen ab, die nicht in einer bestimmten Richtung austreten und verursacht durch den Verlauf der Feldlinien in ihrem Innern eine Parallelrichtung der austretenden Elektronen. Es ist somit unmöglich gemacht, daß sich unkontrollierbare Massen an der Glaswand häufen. Es wurde vorher versucht, diesen Nachteil durch Versilberung des Röhreninnern zu umgehen, doch waren hierbei die Ergebnisse unbefriedigend, weil die Silberschicht nicht vollkommen zu entgasen war. Das von Langmuir[2]) angegebene Verfahren, durch Kathodenzerstäubung die Glaswände leitend zu machen, scheiterte an der Schattenwirkung der Elektroden und an der Unmöglichkeit, die Zuführungen zu den Elektroden, die sich auf verschiedenen Potentialen befinden, einwandfrei zu isolieren. Allerdings besitzt die Anbringung einer geschlossenen Glühkathode den Nachteil, daß das Sättigungspotential bei normalen Heiztemperaturen ungewöhnlich hoch liegt, wie das Strom-Spannungsdiagramm in jeder Glühkathoden-Röntgenröhre zeigt (10000 bis 20000 Volt).

Das Gitter besteht aus einem zickzackförmig ausgeschnittenen Streifen aus 0,2 mm starkem Tantalblech, das kreisförmig zusammengebogen war und so einen Durchmesser von 0,9 mm besaß. Hieran war ein Eisendraht angenietet, der in einer Glasröhre bis zur Einschmelzstelle geführt war. Über die Zacken des Gitters war ein 0,09 mm starker Wolframdraht gewickelt, so daß ein sehr feinmaschiges Netz entstand, dessen Oberfläche einen Abstand von 2 mm von dem oberen Rand der Glühkathode hatte, dessen Ränder aber sich um die Kathode legten und noch 3 mm über sie griffen, so daß es unmöglich war, daß Elektronen austreten konnten, ohne das Gitter zu passieren. Außerdem soll das zu einem Zylinder zusammengebogene Tantalblech die fokusierende Wirkung des Kathodenzylinders unterstützen, so daß die Elektronen nicht zur Glaswand laufen können und gezwungen sind, nach Möglichkeit in senkrechter Richtung zu der Maschenebene des Gitters hindurchzutreten. Die Maschen des Gitters waren aus möglichst dünnem Draht hergestellt, damit der Verlust an primärem Emissionsstrom am Gitter gering war, andererseits waren sie in größter Nähe der Kathode angebracht, um einen möglichst großen Einfluß auf die Emission zu haben.

Die Anode bestand aus einem kreisförmig geschnittenen Tantalblech von ebenfalls 0,2 mm Stärke. Der Kreis hatte einen Durchmesser von 20 mm. In seinem Mittelpunkte war senkrecht ein Eisendraht angenietet, der ebenfalls bis zu seiner Einschmelzstelle in einem Glasrohr geführt war. Der Abstand der Anodenfläche von der Gitterfläche betrug 14,5 mm bzw. 3 mm. Dies ist der einzige Punkt, in dem sich die beiden Röhren unterscheiden. — Die Anode hat einen so großen Durchmesser, daß sie alle vom Gitter kommenden Elektronen auffangen muß. Die Versuche zeigten, daß diese erstrebten Ziele erreicht wurden.

Obige Bedingungen 1 und 2 werden also erfüllt, und zwar Bedingung 1 durch die geschilderte Form des Gitters, Bedingung 2 durch die große Oberfläche der das Gitter ringförmig umgebenden Elektrode. Somit ist die Oberfläche des Gitters vergrößert, ohne damit den Flächeninhalt der Elektrodenteile, mit denen die Primärelektronen auf ihrem Wege durch das Gitter in Berührung kommen, zu vergrößern. Da es gleichzeitig erwünscht war, den sekundären Elektronen ein höheres positives Potential gegenüberzustellen als das, welches beschleunigend auf die primären wirkt (Gitterpotential),

1) Coolidge, Phys. Rev. **2**, 409, 1913.
2) Langmuir, diese Zeitschr. **15**, 350, 1914.

so erhielt der „Ring" als sekundäre Anode eine vom Gitter isolierte Zuführung.

Diese sekundäre Anode besteht aus einem kreisringförmig geschnittenen Tantalblech. Der innere Durchmesser betrug 15 mm, der äußere 40 mm. Er lag konzentrisch um Gitter und Kathode.

Um keine erheblichen Änderungen der Äquipotentialflächen durch das Feld der Zuleitungsdrähte und Träger der Elektroden herbeizuführen, wurden diese Leitungen, direkt an der Elektrode beginnend, in ihrem ganzen Verlauf in Glasröhren gefaßt, welche zur Erleichterung der Entgasung an den den Elektroden abgewandten Seiten mit Löchern versehen waren.

Um Isolierschwierigkeiten zu entgehen, waren die Zuführungen nicht auf dem Sockel vereinigt, sondern an den Einschmelzstellen waren mit Wasserglas-Kreide-Mischung Messingrohre aufgekittet, die je eine Klemmschraube trugen. Allein die Zuführungen des Heizstromes befanden sich auf dem Sockel. Sämtliche verwendeten Bleche stammten aus unbrauchbar gewordenen Senderöhren, desgleichen die zur Zuführung dienenden Eisendrähte. Nur die Kathode hatte sich noch nicht im Vakuum befunden. Die Metallteile waren somit schon stark entgast.

Wie erwähnt, wurden die Messungen mit zwei verschiedenen Anodenabständen ausgeführt, bei welcher Änderung es notwendig war, die Röhre aufzusprengen, einen neuen Röhrenkopf anzublasen und von neuem zu evakuieren. Infolgedessen, auch weil der Glühdraht erneuert werden mußte, war eine genaue Reproduktion der Verhältnisse zwischen den nicht veränderten Elektroden nicht möglich. Doch waren diese Abweichungen nicht bedeutend.

2. Die Evakuierung.

Bei der Herstellung des Hochvakuums mit dem erforderlichen Reinheitsgrade kam als erschwerender Umstand hinzu, daß das Versuchsrohr abgeschmolzen werden mußte, eine Forderung, die bei den bisher mit Hochvakuum ausgeführten Arbeiten nicht gestellt worden war. Hierdurch tritt deswegen eine große Schwierigkeit auf, weil bei den verlangten Reinheitsgraden die durch Erhitzung der Abschmelzstelle frei werdenden Gase bei der Evakuierung nur zum geringsten Teile entfernt werden können, da vorher die Abschmelzstelle nicht bis zum Schmelzen erhitzt werden kann.

Die bei der Evakuierung eingeschlagenen Methoden sind a. a. O.[1]) ausführlich beschrieben worden. Es sollen daher nur die im Verlauf dieser Arbeit angewendeten wichtigsten Vakuumkriterien erwähnt werden. Anfänglich wurde ein hochempfindliches Mac Leodsches Manometer benutzt. Die Messungen ergaben einen Partialdruck, der kleiner als 10^{-6} mm war. Allein die zahlreichen Fehlerquellen (z. B. die Ausbildung statischer Ladungen an den Wänden der Kapillaren) wie auch die erhebliche Volumenvergrößerung des Hauptvakuums machte diese Methode ungeeignet. Es wurden daher neben den Lichterscheinungen im Vorvakuum die Bestimmung der Gültigkeit der für Elektronenströme bestehenden Gesetze angewandt.

War die Temperatur der Kathode ausreichend, um meßbare Elektronenströme zu liefern, so wurden bei konstantem Anodenpotential (300 Volt) die Abhängigkeit des Anodenstromes bzw. des Gesamtemissionsstromes von der Zeit gemessen. Eine solche Kurve zeigt Fig. 4. Zunächst ist der Strom gering,

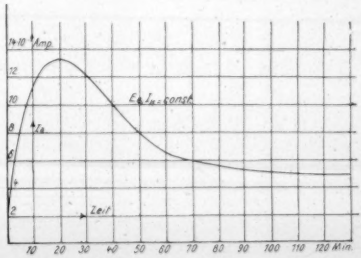


Fig. 4.

um nach längerer Erhitzung stark anzusteigen, da die an dem Glühfaden okkludierten Gase langsam abgegeben werden, so daß Ionisierung in dem Raum zwischen Kathode und Anode eintritt und die entstehenden positiven Ionen an den am stärksten negativen Teil der Röhre, an die Kathode treten. Dieses Ionenbombardement kann so stark werden, daß der Glühfaden zerstört wird. Infolgedessen muß, wie oben beschrieben wurde, die Pumpgeschwindigkeit gesteigert werden, ebenso darf man auch nur mit kleinen Temperaturstufen ansteigen. Wird die Gasabgabe kleiner als die jeweils abgesogene Gasmenge, so werden die Ströme geringer, um sich schließlich einem bestimmten Wert anzuschließen, welcher der Größe der reinen Elektronenströme entspricht. Dabei wurde die eigentümliche Beobachtung gemacht, daß, wenn der Draht anfänglich auf eine bestimmte konstant gehaltene Temperatur gebracht worden war, seine Emission einen Wert annahm,

1) Goetz, „Physik und Technik des Hochvakuums", Braunschweig 1922.

der nach seiner völligen Entgasung nicht annähernd mehr erreicht wurde. Ein sehr empfindliches Kriterium ist die Erreichung der „Temperatursättigung", d. h. die Erscheinung, daß eine Steigerung von einer gewissen Temperatur an bei gleichem Anodenpotential keine Steigerung des Emissionsstromes hervorbringt[1]).

Das empfindlichste Mittel, die völlige Entgasung der Röhre festzustellen, ist die Aufnahme der Hysteresiskurve der Glühkathode: Bei konstantem Anodenpotential wurde der Emissionsstrom als Funktion des Heizstromes des Glühdrahtes aufgenommen. Im idealen Vakuum müßte einer bestimmten Heizstromstärke bei der Messung im an- wie absteigenden Sinn der gleiche Elektronenstrom entsprechen. Ist das Vakuum aber noch nicht vollkommen, so zeigt sich, daß bei Messungen im ansteigenden Sinne bei einer bestimmten Temperatur kleinere Elektronenströme entsprechen als im absteigenden Sinne. Fig. 5 zeigt den Verlauf dieser Kurve bei schlechtem Vakuum,

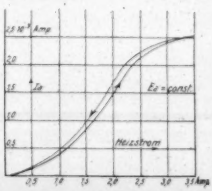


Fig. 5.

Fig. 6 bei fast völlig entgaster Röhre. Dieser Vorgang ist folgendermaßen zu erklären: Bei steigender Temperatur gibt der Draht Gas ab,

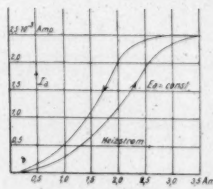


Fig. 6.

das nicht sogleich abgesogen werden kann. Infolgedessen steigt ständig der Gasgehalt der Röhre und damit die Ionenströme. Die Gasabgabe des Drahtes geht schneller vor sich als die Quecksilberdampfpumpen absaugen können, so daß der Druck im Entladungsraum wächst und daher bei absteigenden Temperaturen der Draht scheinbar mehr Elektronen emittiert als vorher. Eine ähnliche Beobachtung wurde von Germershausen[1]) gemacht. So ließ sich bei diesen Versuchen feststellen, daß der Flächeninhalt der Schleife von der Dauer einer Messung abhing. Bei einer solchen Messung, die sich über 15 Minuten erstreckte, war die Schleife bedeutend breiter (bei gleicher Pumpgeschwindigkeit) als bei einer Meßdauer von 5 Minuten.

Schlüsse auf die Güte des Vakuums erlaubt auch die von Barkhausen[2]) angegebene Schaltung. Man legt an das Gitter einer Röhre eine hohe positive Spannung, während die Anode über ein empfindliches Galvanometer mit der Kathode verbunden wird. Tritt Ionisation auf, so treten die positiven Ionen an den am stärksten negativ geladenen Teil, die Anode, so daß diese positiv aufgeladen wird, wodurch der Anschein erweckt wird, als verliere die Anode Elektronen. Die Empfindlichkeit dieser Methode hängt aber von der Konstellation der Elektroden ab, denn wie später gezeigt werden soll, treten bei dieser Schaltung unter Umständen bis zu 30 Proz. der von der Kathode emittierten Elektronen an die Anode.

Von den bekannten Vakuumkriterien erschien es am zuverlässigsten, aus der Fläche der Hysteresisschleife auf die Güte des Vakuums zu schließen, denn in fertigen Sende- und Verstärkerröhren, bei denen alle anderen Meßmethoden auf einen ausgezeichneten Reinheitsgrad schließen ließen, zeigten sich noch oft sehr deutliche Schleifen, sogar bei einer Coolidgeschen Röntgenröhre, die für eine Belastung bis 80000 Volt evakuiert war. Bei dieser Methode ist aber zu beachten, daß die Messung nur an einer ausgeruhten Röhre einwandfrei gemacht werden kann, denn wenn es dem Glühfaden vor der Vakuumprüfung nicht möglich war, die während längerer Arbeit im Glühzustande abgegebenen Gase wieder zu absorbieren, so tritt auch keine Änderung des Anodenstromes der geschilderten Art auf. Läßt man ihm aber dazu etwa 12 Stunden Zeit, so kann der Effekt meist sehr gut beobachtet werden. Wahrscheinlich ist dabei auch die Glaswand beteiligt, deren Erhitzung durch strahlende Wärme eine große Zahl von Elektronen entbinden mag. Völlige Freiheit von Hysterese ist nur sehr schwer und nur auf Kosten der Lebensdauer des Glühdrahtes zu erzielen. Da es aber bei den verwendeten Röhren auf die möglichste Entfernung der Restgase ankam, so mußte auf große Haltbarkeit verzichtet werden.

1) Langmuir, l. c.

1) Germershausen, Ann. d. Phys. **51**, 705, 1916.
2) Barkhausen, diese Zeitschr. **21**, 1, 1920.

Dazu ist nämlich erforderlich, daß der Draht vor dem Abschmelzen einige Stunden auf eine Temperatur, die nur ca. 300 Grad unter dem Schmelzpunkt des Wolframs liegt (pyrometrische Bestimmung), erhitzt werde. War das Vakuum gut, so zeigte sich nicht der geringste Zerstäubungsniederschlag an der Glaswand. (Im Gegensatz zur Arbeit von Hüttemann, s. u.) Im anderen Falle war sie bis zur Undurchsichtigkeit geschwärzt.

Außerdem wurde noch folgende Beziehung zwischen der Emission eines glühenden Drahtes und dem Reinheitsgrad gefunden:

Bei Versuchen über den Verlauf des Temperaturkoeffizienten des Wolframs wurde der Glühdraht in eine Wheastonesche Brücke gelegt (Fig. 7). Es zeigte sich sehr deutlich eine

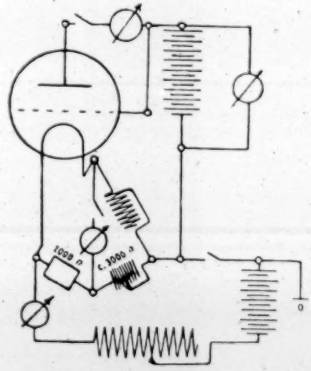


Fig. 7.

Widerstandsabnahme, sobald an die Anode eine positive Spannung gelegt wurde. Diese Änderung war bei völlig entgasten Drähten geringer als bei Drähten, die noch Gasreste enthielten, aber größer bei noch nicht behandelten Fäden. Eine Erklärung dieses Vorganges wurde darin gesucht, daß die Anwesenheit einer Gashaut die Austrittsarbeit vergrößert, daß aber der Ionenanprall, der durch die Existenz dichter okkludierter Gasschichten verursacht wird, die Emission erleichtert. Genauer untersucht wurden diese Erscheinungen nicht, als außerhalb des Bereiches der Arbeit liegend, doch ist es vielleicht nicht ganz fruchtlos, hierauf eine Methode zur Ermittelung der Gasreste in einer Glühkathodenröhre zu gründen.

Während der Evakuierung nicht völlig zu beseitigende Ionisationsströme wurden den vorhandenen Quecksilberdämpfen zugeschoben, welche die Diffusionspumpe nicht abzusaugen vermag. Beim Ausfrieren wurden sie kurz vor dem Abschmelzen beseitigt. Allerdings mußte darauf geachtet werden, daß die Dämpfe nicht zu dicht wurden, weil sie erfahrungsgemäß zerstörend auf den Glühdraht wirken.

Welche experimentellen Schwierigkeiten bei diesem Verfahren zu überwinden waren, erhellt aus der Tatsache, daß 21 Röhren gebaut werden mußten, bis das geforderte Vakuum erreicht wurde.

3. Die Technik und Genauigkeit der Messungen.

Bei der Untersuchung der Vorgänge, die sich in einer Röhre abspielen, handelt es sich in der Hauptsache um Aufnahmen von Charakteristiken nach den verschiedenen Gesichtspunkten.

Als Spannungsquelle diente neben Hochspannungsbatterien eine Hochspannungsgleichstromdynamomaschine von 15000 Watt Leistung und 5000 Volt maximaler Spannung.

Zur Erzeugung der verschieden hohen Potentiale an der Röhre wurden Spannungsteiler benutzt, deren Widerstand mindestens 20 mal kleiner war als der jeweilige Röhrenwiderstand.

Große Sorgfalt erforderte die Isolierung der Röhre und der Instrumente, wobei ausschließlich Hartgummi in Verwendung kam. Überhaupt verursachte die einwandfreie Isolierung beträchtliche Schwierigkeiten; so ließ sich z. B. die mit der Betriebsdauer wechselnde Glasleitfähigkeit der Röhre trotz sorgfältigster äußerer Reinigung nicht beseitigen. Da für den Bau der Röhre nur Gundlacher Glas in Frage kam (da es das einzige Glas ist, das den auftretenden erheblichen Temperaturdifferenzen Widerstand leisten kann, verhältnismäßig leicht an seiner Oberfläche von okkludierten Gasen zu befreien und dabei doch noch über dem Luft-Leuchtgasgebläse zu verarbeiten ist), so konnte die Leitfähigkeit nur eliminiert werden, indem man bei jeder Messung eine Widerstandscharakteristik des Glases aufnahm und diese bei den Resultaten in Rechnung setzte. Glas als Elektrolyt hat eine stark von der Temperatur abhängige Leitfähigkeit, die mit steigender Temperatur steigt, so daß von den eigentlichen Messungen die Röhre mindestens eine halbe Stunde vorgewärmt werden mußte, um den thermischen Gleichgewichtszustand herbeizuführen. Versuche mit Kühlung durch einen Ventilator verliefen negativ. An der vorgewärmten Röhre wurden dann (der Glühdraht wurde abgeschaltet) die Spannungen, die bei der späteren Messung in Verwendung kommen sollten, angelegt und die entsprechenden Stromwerte gemessen, hierauf der Draht wieder auf die vorige Temperatur

Tabelle II.

E =	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	I
J_a unkorr. =	31,0	37,5	40,0	42,0	44,5	46,5	48,0	48,5	50,5	54,0	II
J_a „ =	27,5	33,1	36,5	38,5	39,1	40,5	44,0	46,0	49,0	50,0	III
J_g „ =	3,5	4,9	6,5	7,0	8,5	11,0	13,5	14,0	16,0	19,0	IV
Korrektur =	0,9	2,0	3,0	4,5	5,9	7,2	9,0	10,5	13,5	15,5	V
J_a korr. =	26,6	31,1	33,5	33,9	33,2	33,3	33,0	35,5	36,0	34,5	VI
J_g „ =	2,6	2,9	3,5	3,4	3,6	3,8	4,0	4,5	4,0	4,5	VII
J_e „ =	30,1	35,5	37,0	36,4	38,6	39,1	39,0	38,0	37,5	38,5	VIII
$J_a + J_g$ =	29,2	33,9	37,0	37,3	36,8	37,1	37,5	40,0	39,0	39,0	IX
J_e ohne E_a =	39,9	37,0	39,2	41,4	44,0	45,9	47,9	48,2	49,7	35,6	X
Differenz =	0,1	0,5	0,8	0,6	0,5	0,6	0,7	0,3	0,8	0,4	XI
$J_e : J_g$ =	12,1	12,2	10,6	10,7	10,7	10,7	9,8	8,5	9,4	8,6	XII

(Messung an Röhre 1. Heizstrom 3,6 Amp. Benutzung eines gemeinsamen Galvanometers. Meßbereich $^1/_{10}$.)

gebracht (durch Messung des Anodenstromes), dann die eigentliche Messung vorgenommen und hierauf (nach abermaligem Ausschalten des Heizstromes), die Widerstandscharakteristik aufgenommen. Ebenso mußte darauf geachtet werden, daß vor der Messung auch bei dem Kathodenzylinder der thermische Gleichgewichtszustand erreicht war, weil die Temperatur dieses Körpers einen großen Einfluß auf die Temperatur des Glühdrahtes hat.

Um bei der Strommessung Fehler innerhalb verschiedener Galvanometer zu umgehen, wurde die Schaltung so angeordnet, daß dasselbe Instrument in verschiedene Stromkreise durch Umschalten gelegt werden konnte, daß also allen Messungen etwaige Eichungsfehler gemeinsam waren (Fig. 8—12).

Als Galvanometer wurde ein Nadelinstrument von Siemens & Halske mit $5 \cdot 10^{-7}$ Amp. Empfindlichkeit benutzt, die Meßbereiche durch einen Shunt erweitert (Tabelle I).

Zur Schonung des Heizdrahtes wurden Anoden- und Gitterspannungsquellen mit dem positiven Ende der Glühkathode geerdet. Mit dieser Schaltung tritt zwar ein Fehler in die Messung dieser Potentiale, weil der Spannungsabfall über den Glühdraht selber nicht berücksichtigt wird, dieser Fehler ist aber gering bei der Höhe der angewendeten Spannungen, andererseits ist es für die Konzentrierung des Emissionsstromes vorteilhaft, daß der Kathodenzylinder möglichst stark negativ gegen das Gitter wird.

C. Allgemeine Vorversuche.

1. Der Einfluß des Anodenpotentials auf den Gitter- und Emissionsstrom.

Nachdem alle Prüfungen der Gültigkeit des Langmuirschen und des Richardsonschen Gesetzes den einwandfreien Beweis erbracht hatten, daß das Vakuum den Anforderungen entsprach, mußte festgestellt werden, ein wie

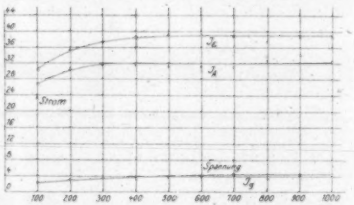


Fig. 8.

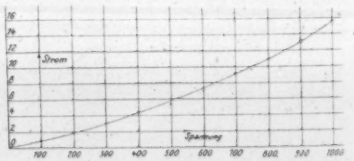


Fig. 9.

großer Anteil des Gesamtemissionsstromes für den Fall der Sättigung an das Gitter gelangt[1]).

Aus Tabelle II und Fig. 8 und 9 ist diese Verteilung zu ersehen.

In Tabelle II sind unter I die an Gitter und Anode liegenden Spannungen, in II die entsprechende Größe der Gesamtemmission, in III der Anoden- (J_a), in IV der Gitterstrom aufgeführt. V zeigt, wie auch Fig. 10, die Leitfähigkeitskorrektur des Glases, die durch die mit den Spannungen laufende Temperatursteigerung von der geraden Linie abweicht.

1) Die in den Tabellen angegebenen Werte sind in Skalenteilen des Galvanometers notiert.
Bei dem verwendeten Galvanometer gilt im

Meßbereich	$^1/_1$	1 Teilstrich	$= 5{,}6 \cdot 10^{-7}$	Amp.
„	$^1/_{10}$	1 „	$= 4{,}8 \cdot 10^{-6}$	Amp.
„	$^1/_{100}$	1 „	$= 5{,}0 \cdot 10^{-5}$	Amp.
„	$^1/_{1000}$	1 „	$= 5{,}6 \cdot 10^{-4}$	Amp.
„	$^1/_{10000}$	1 „	$= 6{,}1 \cdot 10^{-3}$	Amp.

VI und VII bringt die korrigierten Werte für J_a, J_g, J_c; IX die Summe der korrigierten Anoden- und Gitterströme. (Zum Vergleich mit VIII).

Bei allen Messungen wurde neben J_c (II) auch die Emission für den Fall, daß kein Potential an der Anode liegt, gemessen. Diese Werte und deren Differenzen mit II zeigt X und XI. XII endlich gibt das konstant bleibende Verhältnis J_c/J_g.

Bei dieser Messung hat sich ergeben, daß der Anteil des Gitters bei Anodensättigungsstrom, d. h. für den Fall, daß keine Potentialdifferenz zwischen Gitter und Anode besteht, bei allen Spannungen konstant bleibt. Die gleiche Messung ergab, daß durch das Potential der Anode die Emissionsstärke der Kathode nur sehr gering beeinflußt wird, daß die Änderung des Emissionsstromes bei Steigerung des Anodenpotentiales von der Spannung der Kathode bis zu der des Gitters etwa 1 Proz. beträgt, also noch innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler liegt, und daher ohne Ungenauigkeit vernachlässigt werden kann. Infolgedessen wird bei den folgenden Betrachtungen angenommen, daß der Emissionsstrom unabhängig von der Anodenspannung sei und allein durch die Temperatur des Glühdrahtes und die Spannung des Gitters bestimmt werde.

2. Der Einfluß des Potentials der sekundären Anode.

Bei den Versuchen an der Röhre 1 ergab sich, daß es bei der dortigen Konstellation der Elektroden unmöglich war, die primären Elektronen von den sekundären einwandfrei zu trennen durch Steigerung des Potentials der sekundären Anode über die Spannung des Gitters hinaus.

Es wurde hier die Schaltung (Fig. 10) angewandt und die an die sekundäre Anode wandernden Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Spannung gemessen. (Als Bezugspotential ist

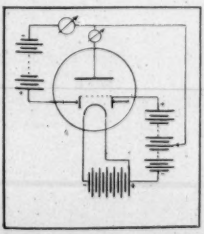


Fig. 10.

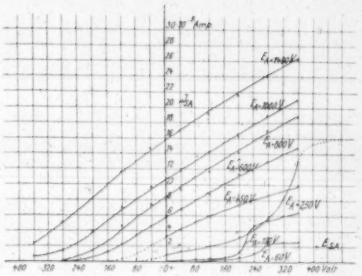


Fig. 11.

die geerdete Kathode gewählt.) Die Spannung ist bei diesen Messungen um die auf der Abszisse aufgetragenen Werte höher oder tiefer als die der primären Anode, deren Potential (E_a) Parameter ist (Fig. 11). Aus den Kurven geht hervor, daß, sobald die Spannung der sekundären Anode die der primären um einen gewissen Prozentsatz übersteigt, ein plötzliches Umschlagen des Emissionsstromes von der primären zur sekundären Anode stattfindet. Allerdings deuten kleine Differenzen zwischen den Summen der an die primäre und sekundäre Anode tretenden Elektronen auf Auslösung sekundärer Elektronen an der primären Anode (Ionenströme können infolge des Vakuums in dieser Größenordnung nicht auftreten. Wenn solche überhaupt vorhanden sind, so ist ihre Größenordnung kleiner als 10^{-8} Amp.), doch ist damit keine Möglichkeit zu ihrer Trennung gegeben.

Die starke Beeinflussung des Anodenstromes durch die Spannung der sekundären Anode ist durch den großen Abstand zwischen Gitter und Anode verursacht. Infolgedessen wurde bei den Messungen an Röhre 1 von dem Gebrauch dieser Elektrode abgesehen. A. a. O. wird diese Untersuchung weitergeführt werden.

D. Die endgültigen Messungen und die sich daraus ergebende Theorie.

1. Der Verlauf der primär emittierten Elektronen.

a) Diskussion I.

Bei den Strom- und Spannungsmessungen an der Eingitterröhre in „Dynatron"schaltung ist es unmöglich, die von der primären und der sekundären Emission herrührenden Elektronenströme getrennt zu messen. Da andererseits aber eine Theorie der Vorgänge im „Dynatron" eine solche Erklärung verlangt, so ist man hier-

bei auf theoretische Betrachtungen angewiesen, die sich in erster Linie auf den Verlauf des Primärelektronenstromes stützen.

Bevor nun an Hand der Messungen der Versuch zu einer Theorie über diese Vorgänge gemacht wird, sollen diejenigen Überlegungen Platz finden, die allein durch die Kenntnis der Feldverteilung in einer solchen Röhre gestattet sind.

Zunächst soll der Fall betrachtet werden, daß die Anode dasselbe Potential habe als die Kathode:

$$E_a = E_k = 0.$$

Das Gitter habe eine positive Spannung. Existierte keine Raumladung, so wäre die Gegenwart des Gitters ohne Einfluß auf die Zahl der an die Anode gelangenden Elektronen. Ohne Einfluß wäre auch der Abstand des Gitters von der Kathode und Anode im absoluten Vakuum (da Reibung und Ionisation wegfällt und die freie Weglänge unendlich groß wird). Die aus dem Glühdraht austretenden Elektronen, die eine gewisse Geschwindigkeit besitzen, würden durch das Potential des Gitters in dem Raume Gitter—Kathode einen ebenso großen Geschwindigkeitszuwachs erfahren, als sie beim Anlaufen gegen ein negativ gerichtetes elektrostatisches Feld zwischen Gitter und Anode an Geschwindigkeit einbüßen.

Die Elektronen werden also mit derselben Geschwindigkeit, mit der sie den Glühdraht verlassen, an die Anode treten.

Ist die Anodenspannung von Null verschieden, so können die Fallgesetze für den Weg der Elektronen angewendet werden. Das Ziel der Betrachtung ist, aus der Größe des Anoden- bzw. Gitterpotentials und der damit verbundenen Geschwindigkeitsänderungen auf die Zahl der an die Anode tretenden Elektronen zu schließen.

Die Geschwindigkeit, mit welcher die vom Glühdraht kommenden Elektronen durch die Maschen des Gitters treten, ist:

$$v_0^2 = \delta^2 + 2aK; \qquad (1)$$

wo δ die Geschwindigkeit, mit welcher die Elektronen aus der Kathode treten, K den Abstand Kathode—Gitter, a die Beschleunigung auf diesem Wege bedeutet.

Da

$$a = e/m \cdot E_g/K, \qquad (2)$$

so wird Gleichung (1) zu:

$$v_0^2 = \delta^2 + 2e/m \cdot E_g. \qquad (3)$$

Es werde nun die „Wurfweite" der aus dem Gitter austretenden Elektronen betrachtet, d. h. der Abstand der Totpunktslagen der Elektronen vom Gitter

$$s = v_0^2/2a, \qquad (4)$$

wo a die Verzögerung ist, welche die Elektronen bei dem Anlauf gegen das negativ gerichtete Feld erleidet. In diesem Fall ist:

$$a = e/m \cdot (E_g - E_a)/A, \qquad (5)$$

wo E_a das Anodenpotential (gegen Kathode), A den Abstand Anode—Gitter bedeute. Nach (3) und (5) wird (4) zu:

$$s = \frac{(\delta^2 + 2e/m\, E_g)\, A}{2e/m\,(E_g - E_a)}. \qquad (6)$$

Für $E_g = \text{const}$ nimmt $s = f(E_a)$ die Form einer Hyperbel an.

Gleichung (6) gibt den Abstand der Totpunktlagen von der Anodenfläche als Funktion der Gitter- und Anodenspannung an. Ist $\delta = 0$, desgl. E_a, so ist s für alle Werte von $E_g = A$, d. h. die Elektronen treten mit $v = 0$ an die Anode. Wird auch $E_g = 0$, so nimmt die Gleichung den unbestimmten Wert $^0/_0$, es gelangen keine Elektronen an die Anode. Sobald aber eine Austrittsgeschwindigkeit vorhanden ist, ist $s = \infty$, so werden alle Elektronen an die Anode gelangen. Der Versuch zeigt aber bekanntlich, daß dies nicht der Fall ist, sondern daß, obgleich eine (spontane) Emission stattfindet, nur ein sehr geringer Teil von ihr als Anodenstrom gemessen wird. Diese Erscheinung wird durch die Raumladung verursacht, bei welcher bekanntlich ein Potentialminimum sich zwischen Kathode und Gitter ausbildet, zu dessen Überwindung seitens der Elektronen ein verhältnismäßig hohes elektrisches Feld notwendig ist.

b) Der Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung.

Fig. 12 gibt das vollständige, bei der folgenden Messung benutzte Schaltungsschema an.

Die Diagramme einer solchen Messung sind in den Kurven (Fig. 13—16) dargestellt. Der

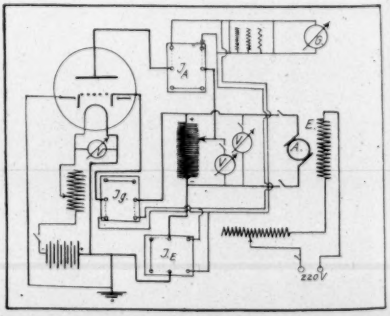


Fig. 12.

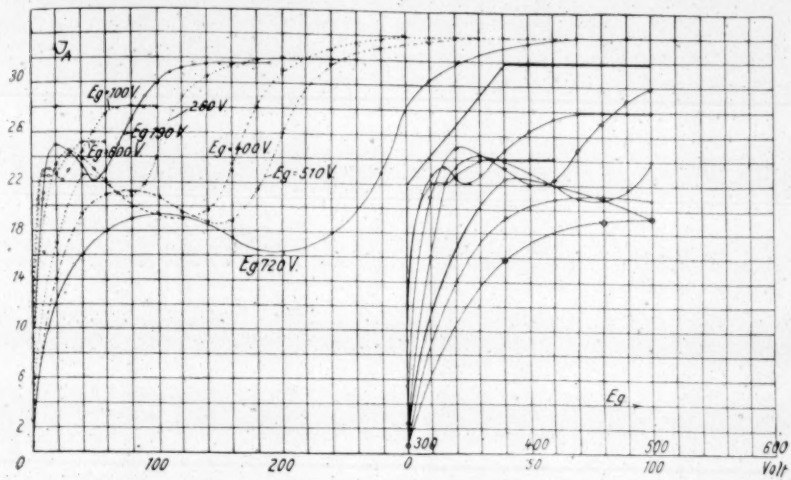


Fig. 13.

Anodenstrom ist in Abhängigkeit von der Anodenspannung aufgetragen, der Parameter ist die Gitterspannung.

Daß im Gegensatz zu den Hullschen Kurven hier der Anodenstrom nicht negativ wird, ist a. a. O. begründet, ändert aber nichts an dem qualitativen Verlauf der Charakteristik. Ein wesentlicher Unterschied besteht allerdings, daß nämlich das erste Maximum der Kurve als Ordinate nicht die Größe des Sättigungsstromes hat, sondern daß die Stromstärke dort beträchtlich kleiner ist als hier. Daraus geht hervor, daß, wenn der primäre Strom hier nicht schon das Sättigungspotential erreicht hat, in diesem Punkte schon eine beträchtliche Sekundäremission eintritt, also hier kein Schwellenwert zu überschreiten ist. Unter Sättigungsstrom sei in diesem Sinne derjenige Strom verstanden, der alle diejenigen Elektronen, welche das Gitter bei einer bestimmten Spannung aus dem Glühdraht hinwegführt, zur Anode bringt. (Diese Definition erhält nur einen Sinn für $E_g = E_a$.)

Bedeutete die Ordinate des Maximums tatsächlich den Sättigungsstrom, so dürften noch keine Sekundärelektronen fließen, d. h. sekundäre Emission dürfte erst auftreten, nachdem der Sättigungsstrom überschritten sei, was aber durchaus unwahrscheinlich ist, denn aus den übrigen über Sekundärstrahlung an Oberflächen von Metallen gemachten Untersuchungen geht nicht hervor, daß die primären Elektronen einen Schwellenwert oberhalb der 11-Volt-Geschwindigkeit zu überwinden haben, um sekundäre auszulösen.

Aus den Diagrammen der Hullschen Arbeit geht nicht hervor, wie der Anodenstrom verläuft, wenn das Anodenpotential sich der Höhe des Gitterpotentiales nähert. Die Kurven sind alle vorher abgebrochen, aus ihrem Verlauf ist aber zu ersehen, daß bei dem ersten Maximum entgegen der Hullschen Behauptung, noch kein Sättigungsstrom gemäß obiger Definition geflossen sein kann.

Ein weiterer Unterschied besteht darin, daß das erste Maximum sich bei höheren Gitterspannungen nach steigenden Anodenspannungen verschiebt, und zwar mit großer Annäherung proportional der Gitterspannung. In gleicher Weise verschiebt sich das Minimum. Die sekundäre Emission steigt mit wachsender Gitterspannung.

Von erheblichem Einfluß ist auf den quantitativen Verlauf der Kurven die Größe des Sättigungsstromes zwischen Gitter und Anode. Bei den Kurven Fig. 13 (1—4), Fig. 14 (1), Fig. 15 (1—2) fällt dieser Strom nicht mit dem Sättigungsstrom zwischen Kathode und Gitter zusammen, bei den Kurven Fig. 14 (5—7), Fig. 15 (2—6), Fig. 16 (3) ist diese Bedingung erfüllt.

Es sei noch auf einen Unterschied zwischen den Kurven Fig. 13 und 14 hingewiesen. In Fig. 13 ist der Anstieg infolge des größeren Anodenabstandes (Röhre 1) bedeutend früher, als bei Fig. 14 (Röhre 2). Genauer wird diese Erscheinung im zweiten Kapitel dieses Teils besprochen.

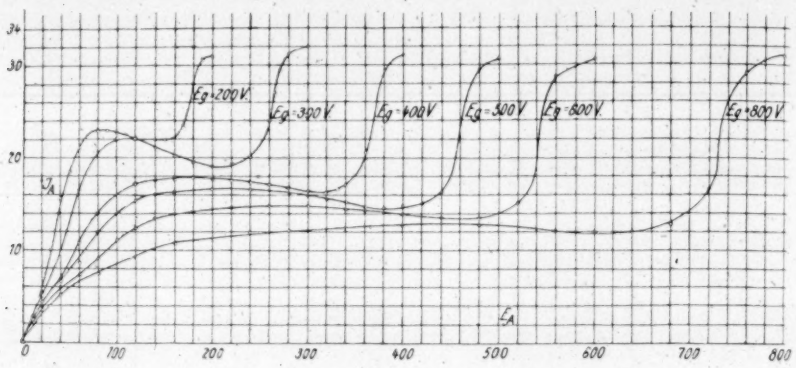


Fig. 14.

Die Kurven (Fig. 16) sind an einer Senderöhre (System Telefunken), Fig. 17 an einer Senderöhre aufgenommen, deren koaxiale Elektrodenanordnung und geringer Abstand des Gitters

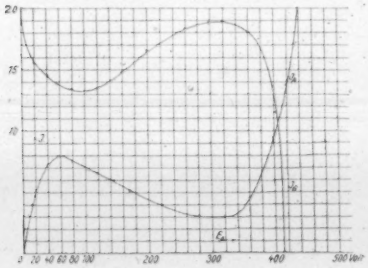


Fig. 15.

von der Anode für die Messung besonders geeignet war.

Diese Kurven zeigen noch einen prinzipiellen Unterschied gegen die der Hullschen Arbeit. Aus den dortigen Kurven geht hervor, daß bei

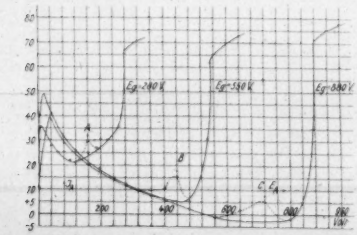


Fig. 16.

allen Gitterpotentialen für den Fall, daß keine Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Anode herrscht, keine Elektronen an die Anode gelangen, die „Dynatron"charakteristik also im Nullpunkt beginnt. Fig. 13 zeigt aber, daß die Zahl der unter diesen Umständen an die Anode

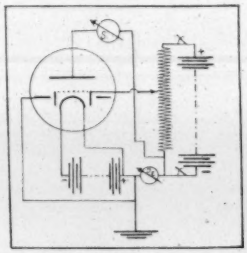


Fig. 17.

gelangenden Elektronen bis zu 27 Proz. der Gesamtzahl betragen kann.

Da das Hauptziel der Arbeit die Untersuchung des Verlaufes der primären und sekundären Ströme ist, so wurde dieser Vorgang genauer untersucht, da er eine Möglichkeit bietet, auf die Zahl und die Geschwindigkeit der primären Elektronen zu schließen.

c) Der Anoden- und Gitterstrom als Funktion der Gitterspannung für $E_a = 0$.

Der erwähnte Vorgang, daß für den Fall, daß keine Spannungsdifferenz zwischen Anode und Kathode besteht und bei $E_g = 0$ nicht alle mit Temperaturgeschwindigkeit aus der oberen Grenze der Raumladungspotentialschwelle austretenden Elektronen an die Anode wandern,

Tabelle III.

E_g	0	5	10	15	20	25	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	220
J_a	1,5	8,0	12,6	16,0	17,0	19,0	18,5	15,5	13,0	10,9	9,0	8,0	7,0	6,5	5,9	5,5	5,1	3,5
J_e	8,5	14,0	20,0	24,5	28,5	—	35,0	39,5	43,0	45,1	47,8	49,0	50,1	51,0	51,9	52,2	53,0	56,0

sondern nur ein kleiner Teil derselben wurde eingehender untersucht.

Gemäß dem Schaltungsschema Fig. 17 konnte mit dem Galvanometer sowohl der Anodenstrom als auch der Emissionsstrom gemessen werden.

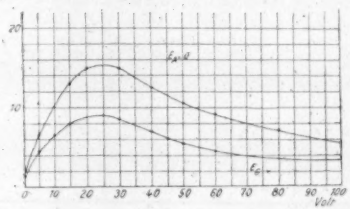


Fig. 18.

Fig. 18 zeigt den Verlauf des Anodenstromes als Funktion des Gitterpotentiales bei verschiedenen Temperaturen des Glühdrahtes.

Für $E_g = 0$ treten stets noch Elektronen an die Anode. Das ist identisch mit dem oben erwähnten Vorgang in der normalen Senderöhre. In dem Diagramm Fig. 19 ist der zur gleichen

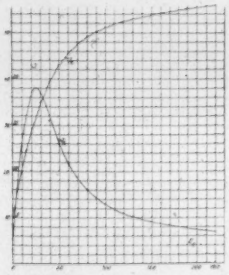


Fig. 19.

Zeit fließende Emissionsstrom eingetragen. (Die Anodenstromkurve ist im doppelten Maßstab gezeichnet, Tab. 3.) Die Differenz der beiden Kurven gibt die Zahl der Elektronen an, welche an das Gitter gelangen.

Es wurde hierbei angenommen, daß bei fehlender Spannungsdifferenz zwischen Anode und Kathode an der Anode man allein die Zahl der primären Elektronen mißt, da die Eintrittsgeschwindigkeit unter 11 Volt liegt, daß dies also der einzige Effekt ist, der nicht wesentlich durch sekundäre Emissionsvorgänge gefälscht wird.

So haben die Messungen das unerwartete Ergebnis, daß die Gitterspannung für den Fall $E_a = 0$ die Zahl der zur Anode gelangenden Elektronen sehr erheblich beeinflußt, und zwar so, daß das Gitterpotential, wenn es wächst, J_a steigert, und nachdem ein Maximum erreicht wurde, vermindernd wirkt. Um aus diesem Vorgang Schlüsse auf den Verlauf der Elektronenemission ziehen zu können, ist die Kenntnis des Verhältnisses J_e/J_a notwendig.

Diese Messungen wurden unter folgenden Bedingungen aufgenommen: Mit demselben Galvanometer wurden Emissionsstrom und Anodenstrom bei verschiedenen Gitterpotentialen gemessen, derart, daß der Emissionsstrom und Anodenstrom durch Steigerung der Temperatur der Kathode auf das Doppelte, Dreifache usw. gesteigert wurde. (Diese Methode hat den Vorzug, daß man dabei die immer etwas unzuverlässige Temperaturmessung der Kathode umgeht.) Also $J_a = f(J_e)$. Als Parameter wurde die Gitterspannung eingeführt. Es wurde der Anteil des Anodenstromes am Emissionsstrom berechnet und dieser Anteil als Funktion des Gesamtemissionsstromes dargestellt (Fig. 20, Tab. IV). Die schwächer gezeichneten Kurventeile zeigen den mutmaßlichen Verlauf bei sehr kleinen Emissionsströmen, die deshalb nicht bestimmt werden konnten, weil dazu eine so schwache Heizung des Drahtes erforderlich gewesen wäre, daß Abkühlungseffekte eine Fehlerquelle verursacht hätten.

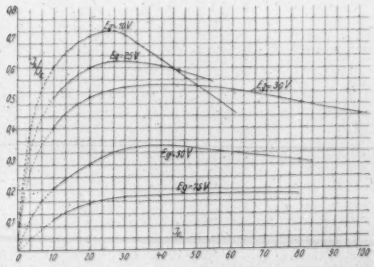


Fig. 20.

Tabelle IV.

$\mathcal{J}_g =$		10	15	20	25	30
$E_g = 10$ Volt	$\mathcal{J}_a$	6,0	10,0	14,0	18,0	21,0
	$\mathcal{J}_a/\mathcal{J}_e$	0,60	0,67	0,70	0,72	0,70
$E_g = 25$ Volt	$\mathcal{J}_a$	5,0	—	12,0	—	18,5
	$\mathcal{J}_a/\mathcal{J}_e$	0,50	—	0,60	—	0,62
$E_g = 30$ Volt	$\mathcal{J}_a$	4,0	—	10,5	—	15,9
	$\mathcal{J}_a/\mathcal{J}_e$	0,40	—	0,53	—	0,53
$E_g = 50$ Volt	$\mathcal{J}_a$	2,1	—	5,5	—	10,0
	$\mathcal{J}_a/\mathcal{J}_e$	0,21	—	0,28	—	0,33
$E_g = 75$ Volt	$\mathcal{J}_a$	1,0	—	3,0	—	5,0
	$\mathcal{J}_a/\mathcal{J}_e$	0,10	—	0,15	—	0,16

Der Verlauf der Kurven zeigt, daß bei geringen Elektronendichten ein kleinerer Bruchteil der Gesamtemission an die Anode geht, daß bei großen Dichten er wieder, nachdem ein Maximum erreicht wurde, abnimmt. Bemerkenswert ist der lineare Verlauf der Abnahme.

Das Maximum dieser Kurven verschiebt sich mit steigenden Gitterspannungen im Sinne der größeren Emission, wie auch die Maxima immer flacher werden, eine Erscheinung, die im folgenden Kapitel noch ausführlicher behandelt werden soll.

(Schluß folgt.)

Personalien.

Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Rom Dr. Pietro Leone für allgemeine Chemie, Dr. Domenico Liotta für Chemie und Mikroskopie, an der Universität Berlin Dr. Walter Grotrian und Dr. Becker für Physik, an der Universität Hamburg der wissenschaftliche Hilfsarbeiter am Chemischen Staatsinstitut Dr. Karl Kindles für Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor für angewandte physikalische und industrielle Chemie an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Gustav Fester zum ord. Professor für industrielle Chemie an der Universidad Nacional de Litoral in Santa Fé (Argentien), der a. o. Professor an der Universtät München Dr. Rudolf Pummerer zum ord. Professor der Chemie an der Universität Greifswald.

Berufen: Der Professor der Physik am landwirtschaftlichen Institut Omsk W. S. Titow zum Professor an der Universität Moskau, der Professor der Physik an der Universität Charkow Dr. D. Roschansky zum Professor an der Universität Nischni-Nowgorod.

Verliehen: Dem Privatdozenten für physikalische Chemie an der Universität Frankfurt (bisher in Tübingen) Dr. Alfred Magnus die Dienstbezeichnung außerordentlicher Professor, dem Privatdozent für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Arthur Praetorius der Titel a. o. Professor.

Ehrung: Der a. o. Professor für Physik an der Universität Jena Dr. Harry Siedentopf aus Anlaß der Schaffung des ersten technisch vollendeten Ultramikroskops zum Ehrendoktor der Technischen Hochschule Hannover ernannt, der ord. Professor der organischen Chemie der Leland Stanford-Junias University in Californien Dr. Edward Curtis Franklin zum Präsidenten der American Chemical Society gewählt.

Gelehrte Gesellschaften: Der Professor der Physik Mitglied der Russischen Akademie der Wissenschaften Dr. A. Joffé zum Präsidenten und Professor der Kristallographie, Dr. G. Wulff zum Vizepräsidenten der Russischen Physikalischen Assoziation.

Gestorben: Der frühere ord. Honorarprofessor für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Dresden und nachmalige Präsident der Generaldirektion der Sächsischen Staatsbahnen Dr. Ing. Richard Ulbricht, der Begründer der optischen Anstalt C. P. Goerz in Friedenau Kommerzienrat Carl Paul Goerz, der ord. Professor für angewandte Chemie an der Königl. Ingenieurschule in Pisa Luigi Marino-Zuco, der Privatdozent für organische Chemie an der Universität Berlin und Generalsekretär der Deutschen Chemischen Gesellschaft Professor Dr. Paul Jacobson.

Angebote.

Am Physikalisch-chemischen Institut der Technischen Hochschule Breslau ist zu Beginn des kommenden Semesters die erste Assistentenstelle durch einen

Physiker oder Physikochemiker

zu besetzen. Bewerber, die für eine Habilitation in Frage kommen, erhalten den Vorzug.

Gesuche.

Physikerin, Dr.

spektroskopisch ausgebildet, teils experimentell, teils theoretisch, sucht Stellung an Universitätsinstitut oder wissenschaftlichem Laboratorium. Zeugn. u. Rech. stehen zur Verfügung. Angebote unter **S. H. 617** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2 erbeten.

Promovierter Physiker

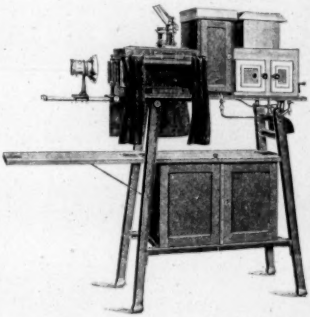
sucht Anfangsstellung. Angebote unter **S. H. 618** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel), Leipzig, Königstr. 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

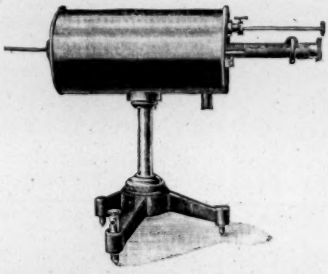
MAX KOHL A.G. Chemnitz

Physikalische Apparate
Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel
in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Große Preise;
Turin: 2 Große Preise; Dresden: Großer Preis.



Kohls Megadiaskop. Projektions-Apparat für alle im Unterricht gebräuchlichen Projektionsarten, z. B. für durchfallendes Licht, für auffallendes Licht, für Mikroprojektion, Spektral-, Polarisations-Interferenzerscheinungen usw.



Apparate für luftelektrische und radioaktive Untersuchungen.
Normalbatterie für elektrostatische Messungen.
Kondensatoren, Mikrowage.
Erdbebenregistrierapparate.

Spindler & Hoyer G.m.b.H.
Mechan. u. opt. Werkstätten
Göttingen 3.

Hochspannungs-Batterien

Vorzüge: Größte Leistung bei kleinstem Raum. Beliebige Trennbarkeit. Niedriger Preis.

Phywe-Hochspannungsbatterien
haben u. a. im Gebrauch:

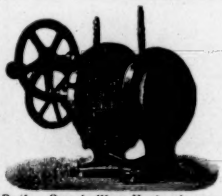
Kaiser Wilhelm-Institut, Dahlem. — Institut für Experimentalphysik, Universität Göttingen. — Institut für theoret. Physik, Universität Göttingen. — Physikal. Institut der Bergakademie Clausthal. — Röntgen-Institut, Techn. Hochschule Stuttgart. — Physikalisches Institut, Universität Frankfurt. — Physikal.-Chem. Institut, Technische Hochschule Karlsruhe. — Physikalisches Institut, Technische Hochschule Karlsruhe. — Teyler-Museum, Universität Leiden-Haarlem. — Radium-Institut, Freiberg i. S. — Institut für Schwachstromtechnik, Dresden. — Realgymnasium Schwelm. — Institut für theoretische und physikalische Chemie, Freies Bildungswesen, Altona. — Naturkundig Laboratorium der Universität Groningen. — Porzellanfabrik Rosenthal, Selb. — Institut für theoretische und physikalische Chemie, Universität Brünn. — Physikalisches Institut, Universität Wilna. — Chemische Fabrik Griesheim-Elektron, Griesheim. — Kaiser Wilhelm-Institut, Düsseldorf. — Physikalisches Institut, Universität Czernauti. — Physikalisches Laboratorium der medizinischen Fakultät, Posen. — Physikalisches Institut, Universität Helsingfors. — Koch & Sterzel, Dresden. — W. C. Heraeus, Hanau.

Physikalische Werkstätten A.-G.,
Göttingen 1

Arthur Pfeiffer, Wetzlar

Gegründet 1890

Fabrik physikalischer, chemischer und technischer Apparate

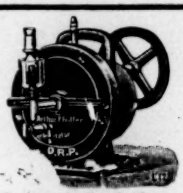


Rotier. Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Pfeiffer. D. R. P.

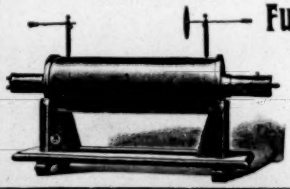
Spezialfabrik für Hochvakuumpumpen

zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken

Alle Arten Luftpumpen, Kolben-Ölluftpumpen, rotierende Ölluftpumpen, rotierende Quecksilberluftpumpen für Betrieb und Laboratorium



Rotierende Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Gaede. D. R. P.



Funkeninduktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Normaltypen von 6—1000 mm Funkenlänge mit Unterbrechern aller Art

Spezial-Funkeninduktoren für technische und wissenschaftliche Zwecke

Listen kostenlos von Abteilung E verlangen.

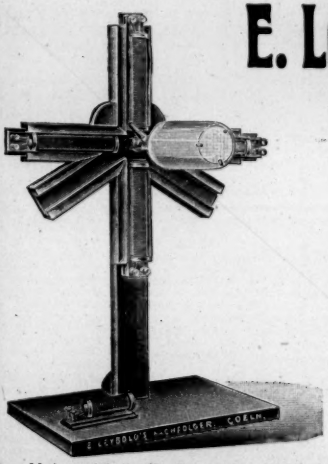
E. Leybold's Nachf. A.-G.

Cöln a/Rhein

Fabrik physikalischer Apparate

Zweigniederlassung:

Berlin NW 7, Dorotheenstraße 53



Universalstativ für Braun'sche Röhre nach Simon und Reich.

Projektionsapparate für Diaskopie und Episkopie

Hochvakuumpumpen nach Gaede

Katalog, enthaltend 16000 Nummern, wird Instituten auf Wunsch übersandt.

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.